PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 12. 15. Juni 1913. Redaktionsschluß für No. 13 am 14. Juni 1913. 14. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

E. v. Schweidler, Über die α-Strahlung dicker Schichten. S. 505.

J. Gedult v. Jungenfeld, Über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie. S. 507.

V. Henri, Methode der quantitativen Messung der Absorption im Ultravioletten. S. 515.

V. Henri, Eine einfache Methode zur Erhaltung eines kontinuierlichen Spektrums im Ultravioletten. S. 516.

J. Bielecki u. V. Henri, Quantitative Untersuchung über die Absorption ultravioletter Strahlen durch Azeton. S. 516.

F. Paschen, Laboratoriums-Galvanometer. S. 521.

H. Busch, Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen. S. 524.

H. Rohmann, Über das Auftreten der Stoßerregung bei mehreren Koppelungen. S. 528.

J. Zenneck, Das Verhalten von Aluminium-Ventilzellen, besonders bei Hochfrequenz. S. 535.

A. Righi, Über die magnetische Trennung der von Funken in einem verdünnten Gase ausgehenden Ionen. S. 540.

N. Linnitschenko, Zur Frage über elektrische Dispersion im Benzol, Toluol und Petroleum. S. 543.

C. Mainka, Über mikroseismische Bodenunruhe und Oberflächenwelle. S. 555.

J. Ludwig, Verfeinerung resp. Vereinfachung der Spiegelablesung. S. 557.

Besprechungen:

M. Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. S. 557.

P. Duhem, Traité d'énergétique ou de Thermodynamique générale. S. 558.

Annuaire pour l'an 1910—1913. S. 558.

K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. S. 559.

A. C. Clairaut, Theorie der Erdgestalt nach Gesetzen der Hydrostatik. S. 559.

Berichtigungen. S. 559.

Personalien. S. 560.

Angebote. S. 560.

Gesuche. S. 560.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über die α-Strahlung dicker Schichten.

Von E. v. Schweidler.

Gegeben sei eine unendlich ausgedehnte, planparallele Platte beliebiger Dicke h, in der ein α-strahlender Stoff gleichmäßig verteilt sei. Die Zahl der von der Volumeinheit in der Zeiteinheit ausgesandten α-Teilchen sei mit N, die Reichweite der α-Teilchen innerhalb des die Platte erfüllenden Mediums mit R bezeichnet.

Es soll berechnet werden:

1. Die Zahl n der α-Teilchen, die in der Zeiteinheit von der Flächeneinheit der Plattenoberfläche ausgehen [Resultat in den Formeln (1a) und (1b)].

2. Das Gesetz $f(r)$, nach welchem unter den n austretenden α-Teilchen die Restreichweiten r verteilt sind [Resultat in den Formeln (2a) und (2b)].

3. Die Zahl Q_A der Ionenpaare, welche die austretenden α-Teilchen auf jeder Seite der Platte im Außenraum erzeugen [Resultat in den Formeln (3a) und (3b)].

4. Die Ionisierung Q_A', welche eine radioaktive Platte der Dicke h durch eine absorbierende Platte der Dicke d erzeugt [Resultat in der Formel (4)].

Voraussetzungen sind dabei für 1. und 2. bloß das Bestehen eines scharf definierten, allen α-Teilchen gemeinsamen Wertes der Reichweite und Nichtvorhandensein einer Zerstreuung der α-Strahlen, für 3. und 4. außerdem noch die Annahme — die nach den Versuchen Taylors[1]) und Michls[2]) tatsächlich nicht exakt erfüllt ist —, daß für zwei Medien die in bezug auf die Absorption der α-Strahlen äquivalenten Schichtdicken in einem konstanten Verhältnis stehen, sowie die Gültigkeit der von Geiger[3]) aufgestellten Beziehung: $k(r) = k_0 r^{3/2}$ zwischen der Zahl der Ionenpaare, die ein α-Teilchen im ganzen erzeugt, und seiner Reichweite r.

1. Zahl der austretenden Teilchen.

Ein in der Tiefe x unter der Oberfläche liegendes Volumelement von der Form eines

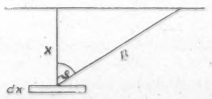


Fig. 1.

Plättchens, dessen Basis die Flächeneinheit, dessen Dicke dx ist, sendet $N\,dx$ Strahlen aus; die Zahl dn der die Oberfläche passierenden Teilchen ist:

1) T. S. Taylor, Sill. Journ. **26**, 169, 1908 und **28**, 357, 1909.
2) W. Michl, Wien. Ber. **120**, 663, 1911.
3) H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **83**, 505, 1910.

für $x \leqq R$; $dn = N\,dx\,\frac{1}{2}(1-\cos\vartheta) =$

$$= \frac{N\,dx}{2}\left(1-\frac{x}{R}\right),$$

für $x \geqq R$; $dn = 0$,

denn es gelangen jene Teilchen hinaus, deren Emissionsrichtung innerhalb eines Kegels mit dem halben Öffnungswinkel ϑ liegt, wobei $\cos\vartheta = \frac{x}{R}$ ist.

Für eine Schicht der Dicke h findet man durch Integration:

$$n = \int_0^h dn = \frac{Nh}{2}\left(1-\frac{h}{2R}\right) \text{ für } h \leqq R, \qquad (1a)$$

$$n = \int_0^K dn + \int_K^h dn = \frac{NR}{4} \text{ für } h \geqq R. \qquad (1b)$$

2. Verteilungsgesetz der Restreichweiten.

Jedes austretende α-Teilchen kann durch seine „Restreichweite" r charakterisiert werden, d. i. die Reichweite, die es besäße, wenn der Außenraum von einem Medium erfüllt wäre, das dieselbe Absorption der α-Strahlen bewirkt wie das die Platte erfüllende Medium.

$F(r)$ sei die Zahl der Teilchen, deren Restreichweite größer oder gleich einer vorgegebenen Größe r ist; $F(r)$ ist somit eine mit wachsendem r abnehmende Funktion und es ist $F(0) = n$, $F(R) = 0$. $F(r) + F'(r)\,dr$ ist somit die Zahl der Teilchen, deren Restreichweite größer oder gleich $(r + dr)$ ist und daher

$$f(r)\,dr = -F'(r)\,dr$$

die Zahl der Teilchen, deren Restreichweite zwischen den Grenzen r und $(r + dr)$ liegt.

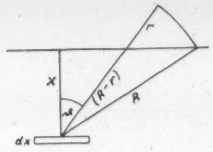


Fig. 2.

Für ein Volumelement derselben Art wie früher in (1) gilt:

falls $x \leqq (R-r)$:

$$dF(r) = N\,dx\,\frac{1}{2}(1-\cos\vartheta) = \frac{N\,dx}{2}\left(1-\frac{x}{R-r}\right),$$

$$df(r) = -dF'(r) = \frac{N\,dx}{2}\,\frac{x}{(R-r)^2};$$

falls $x \geqq (R-r)$:

$$dF(r) = 0 \quad \text{und} \quad df(r) = 0.$$

Für die Schichtdicke h ergibt sich hieraus durch Integration nach x:

falls $h \leqq (R-r)$, also $r \leqq (R-h)$:

$$f(r) = \int_0^h df(r) = \frac{N}{4}\,\frac{h^2}{(R-r)^2},$$

falls $h \geqq (R-r)$, also $r \geqq (R-h)$:

$$f(r) = \int_0^h df(r) = \int_0^{R-r} + \int_{R-r}^h = \frac{N}{4},$$

da im zweiten Integrationsintervall die zu integrierende Größe verschwindet.

Das Verteilungsgesetz $f(r)$ ist also gegeben durch:

$$\left.\begin{aligned} f(r) &= \frac{N}{4}\cdot\frac{h^2}{(R-r)^2} && \text{im Intervall } r = 0 \text{ bis } r = (R-h) \\ &= \frac{N}{4} && \text{im Intervall } r = (R-h) \text{ bis } r = R \end{aligned}\right\} \quad \text{für } h \leqq R, \qquad (2a)$$

$$f(r) = \frac{N}{4} \qquad \text{im Intervall } r = 0 \text{ bis } r = R \qquad \text{für } h > R. \qquad (2b)$$

Bei einer Schicht, deren Dicke größer als R ist, sind somit unter den $\frac{NR}{4}$ austretenden Teilchen die Restreichweiten gleichmäßig verteilt.

3. Ionisierung außerhalb der Platte.

Unter den eingangs erwähnten Voraussetzungen erhält man aus (1) und (2) für die Zahl der Ionenpaare, die auf jeder Seite der Platte von den austretenden α-Teilchen erzeugt wird, zunächst für $h \leqq R$:

$$Q_1 = \int_0^{K-h} \frac{N}{4}\cdot\frac{h^2}{(R-r)^2}\,k_0 r^{3/2}\,dr + \int_{K-h}^{K} \frac{N}{4}\,k_0 r^{3/2}\,dr =$$

$$= \frac{3}{20} N k_0 R^{5/2}\left[1-\left(1-\frac{h}{R}\right)^{5/2} + \right.$$

$$\left. + \frac{5}{3}\cdot\frac{h^2}{R^2}\int_0^{\left(1-\frac{h}{R}\right)} y^{3/2}\,\frac{dy}{(1-y)^2}\right],$$

indem $y = \frac{r}{R}$ gesetzt wurde; setzt man weiter

zur Abkürzung δ für $\frac{h}{R}$ ein, so ergibt sich:

$$Q_A = \frac{3}{20} N k_0 R^{4/3} \Big| 1 - (1-\delta)^{5/3} + \\ + \frac{5}{3}\delta(1-\delta)^{2/3} - \\ - \frac{5}{9}\delta^2 \log \frac{1 + (1-\delta)^{1/3} + (1-\delta)^{2/3}}{1 - 2(1-\delta)^{1/3} + (1-\delta)^{2/3}} + \\ + \frac{10}{3}\sqrt{3}\,\delta^2 \left[\operatorname{arctg}\frac{2(1-\delta)^{1/3} - 1}{\sqrt{3}} - \operatorname{arctg}\frac{1}{\sqrt{3}}\right]\Big| \\ \text{für } h \leq R \quad (3a)$$

und

$$Q_A = \int_0^R \frac{N}{4} k_0 r^{4/3} dr = \frac{3}{20} N k_0 R^{4/3} \text{ für } h > R. \quad (3b)$$

Hieraus ergibt sich zugleich die Ionisierung Q_I im Innern der Platte, falls diese ein ionisierbares Medium enthält, z. B. eine von parallelen Wänden begrenzte emanationshaltige Gasmasse ist; bezeichnet nämlich Q_0 die Zahl der Ionenpaare, die durch die gesamte Strahlung erzeugt würden, so ist $Q_I = Q_0 - 2Q_A$.

4. Strahlung einer radioaktiven Platte durch eine absorbierende Platte.

Auf die unter (3) erhaltenen Resultate läßt sich der Fall zurückführen, daß eine radioaktive Platte I der Dicke h durch eine absorbierende Platte II von der Dicke d strahlt. Die von der Flächeneinheit jenseits erzeugte Ionenzahl werde mit Q_A' bezeichnet. Nimmt man

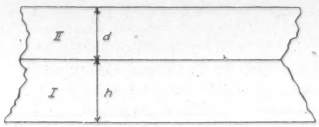


Fig. 3.

zunächst an, daß das Medium II dieselben absorbierenden Eigenschaften wie das Medium I besitzt, so kann man nach der Formel (3a) oder (3b) die Ionisierung $Q_A(d+h)$ berechnen, welche eine Platte der Dicke $(d+h)$ erzeugen würde, ebenso die Ionisierung $Q_A(d)$, welche eine Platte der Dicke d allein erzeugen würde. Die tatsächliche Ionisierung Q_A' ist dann durch die Differenz gegeben:

$$Q_A' = Q_A(d+h) - Q_A(d). \quad (4)$$

Im allgemeineren Falle, daß die Medien I und II eine verschiedene Absorption der α-Strahlen bewirken, ist in der Formel (4) statt d ein Wert d' einzusetzen, wobei d' jene Schichtdicke des Mediums I bedeutet, die in ihrer absorbierenden Wirkung einer Schichtdicke d des Mediums II äquivalent ist.

Innsbruck, Physikal. Institut d. Universität, 30. April 1913.

(Eingegangen 3. Mai 1913.)

Über den Durchgang der β-Strahlen durch Materie.

Von J. Gedult v. Jungenfeld.

Bei den Untersuchungen über das Verhalten der β-Strahlen beim Durchgang durch Materie fand man, daß die durchgelassene Strahlenenergie mit wachsender Schichtdicke exponentiell abnahm, eine Gesetzmäßigkeit, die wir bei jeder Absorption finden, bei der in jeder Schicht dx von der hindurchgehenden Strahlung I die Menge $\mu I dx$ absorbiert wird. Eine solche Gesetzmäßigkeit läßt sich in die Gleichung bringen:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x},$$

wobei I_0 die anfängliche Strahlenintensität, I_x die von der Schicht x durchgelassene, und μ den Absorptionskoeffizient bedeutet.

Aus diesem experimentell gefundenen Exponentialgesetz folgerte man nun einmal, daß die Strahlen beim Durchgang durch Materie ihre Geschwindigkeit nicht änderten, dann aber auch, daß die von einer bestimmten radioaktiven Substanz ausgesandten Strahlen homogen seien, d. h. daß sie im Augenblick ihrer Entstehung alle gleiche Geschwindigkeit haben.

Genauere Untersuchungen ergaben aber, daß bei größeren Schichtdicken deutliche Abweichungen von diesem Gesetz vorhanden waren. Ob diese Abweichungen dadurch verursacht werden, daß die Strahlen beim Durchgang durch Materie von ihrer Geschwindigkeit verlieren, ist unmittelbar nicht zu erkennen. H. W. Schmidt[1]) untersuchte nun die Frage nach dem Geschwindigkeitsverlust für *RaE*-Strahlen, konnte aber keinen Verlust finden. Im Gegensatz zu Schmidt, der die *RaE*-Strahlen für homogen hielt, geht W. Wilson[2]) von der Voraussetzung aus, daß es keine homogenen Strahlen gibt, und stellt sich durch magnetisches Ausblenden aus *Ra*-Strahlen ein Strahlenbündel her, von dem er annehmen kann, daß es nahezu homogen ist. Für dieses Strahlenbündel konnte nun Wilson in der Tat einen deutlichen Geschwindigkeitsverlust nachweisen. Weitere Versuche von Gray[3]), und

1) Diese Zeitschr. **8**, 361, 1907.
2) Proc. Roy. Soc. **84** A., 141, 1910.
3) Proc. Roy. Soc. **84** A., 136, 1910.

außerdem von v. Baeyer, Hahn und Meitner[1]) führten zu dem gleichen Ergebnis.

Aber immerhin ist der Verlust als verhältnismäßig klein anzusehen, so daß er bei der Aufstellung einer Theorie, der es nicht so sehr darauf ankommt, den Vorgang des Durchgangs mathematisch genau zu beschreiben, als vielmehr den Durchgang durch verschiedene Materialien miteinander zu vergleichen, wohl ohne allzu großen Fehler vernachlässigt werden kann.

Die Schmidtsche Theorie.

Schmidt[2]) geht bei seiner Theorie von folgenden Hauptvoraussetzungen aus:

1. In der Schicht dx wird von der hindurchgehenden Strahlung i die Menge $\alpha i\,dx$ vernichtet.

2. Die Menge $\beta i\,dx$ wird reflektiert, d. h. in entgegengesetzter Richtung mit gleicher Geschwindigkeit zurückgeworfen.

3. α und β sind Konstanten, die einer bestimmten Strahlenart und einem bestimmten Material eigentümlich sind.

4. Eigentliche Sekundärstrahlung ist nicht vorhanden.

5. Von der Streuung der Strahlen wird abgesehen, es werden nur senkrecht nach oben und unten gehende Strahlen angenommen.

Schmidt[3]) stellt nun einen Zusammenhang her zwischen α und β, den eigentlichen Koeffizienten der Absorption und Reflexion, und $\frac{1}{\mu}$ und p, dem Durchdringungsvermögen, und der Reflexion einer unendlich dicken Schicht. Für α und β, die sich aus μ und p berechnen lassen, ergaben sich folgende einfache Beziehungen:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\alpha}{D}\sqrt[3]{A} &= c_1, \\ \frac{\beta}{DA} &= c_2, \end{aligned}\right| \qquad (1)$$

wobei A das Atomgewicht des Elements, D seine Dichte, c_1 und c_2 für eine bestimmte Strahlenart konstante Werte darstellen.

Nimmt man nun diese Beziehungen als bestehend an, so ergibt sich, da α und β aus μ und p berechnet wurden, daß diese letzteren sich aus dem Atomgewicht herleiten lassen müssen.

Für den reziproken Wert von Dichte mal Durchdringungsvermögen findet man:

$$\frac{\mu}{D} = \sqrt{\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}}\left(\frac{c_1}{\sqrt[3]{A}} + 2c_2 A\right)}. \qquad (2)$$

Bestimmt man nun aus zwei Messungen von $\frac{\mu}{D}$ die beiden Konstanten c_1 und c_2, so muß man mit Hilfe der obigen Gleichung $\frac{\mu}{D}$ für jedes andere Element berechnen können. Die berechneten Werte müssen aber, wenn die Theorie richtig ist, mit den experimentell bestimmten übereinstimmen.

Aber auch für Verbindungen[1]) läßt sich eine Formel aufstellen, die das Durchdringungsvermögen einzig als Funktion des Atomgewichts der die Verbindung zusammensetzenden Elemente darstellt. Es ergibt sich nämlich aus den Beziehungen (1), daß man den wahren Absorptionskoeffizienten bzw. Reflexionskoeffizienten dadurch erhält, daß man die Anzahl der Atome im cm³ mit $c_1\sqrt[3]{A^2}$ bzw. $c_2 A^2$ multipliziert. Nimmt man nun an, daß dieselbe Art der Berechnung für Verbindungen gilt, so erhält man für die Verbindung, die durch die chemische Formel $X_a Y_b Z_c$ gegeben ist:

$$\left.\begin{aligned} &\frac{\mu}{D} = \frac{\beta}{D}\sqrt{u^2 - 1}. \\ &\text{Hierbei ist:} \\ &\frac{\beta}{D} = \frac{c_2}{M}(aA_x^2 + bA_y^2 + cA_z^2), \\ &u = 1 + \frac{\alpha}{\beta} = \\ &= 1 + \frac{c_1\left(a\sqrt[3]{A_x^2} + b\sqrt[3]{A_y^2} + c\sqrt[3]{A_z^2}\right)}{c_2(aA_x^2 + bA_y^2 + cA_z^2)}. \end{aligned}\right| \qquad (3)$$

Es bedeutet in diesen Gleichungen M das Molekulargewicht der Verbindung, A_x, A_y, A_z die Atomgewichte der Elemente X, Y, Z und a, b, c die Anzahl der Atome in dem Molekül der Verbindung.

Um einen Vergleich der Theorie mit den Versuchen herbeizuführen, muß man vor allem $\frac{\mu}{D}$ experimentell bestimmen können. Wäre nun, wie man anfänglich glaubte, ein richtiges Exponentialgesetz gültig, ließe sich also die durch die Schicht x gegangene Strahlung I_x durch die Gleichung:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}$$

darstellen, dann wäre die Berechnung von μ und damit auch von $\frac{\mu}{D}$ aus den experimentellen

1) Diese Zeitschr. 12, 1099, 1911.
2) Jahrb. d. Rad. 5, 451, 1908 und Ann. d. Phys. (4) 23, 671, 1907.
3) Diese Zeitschr. 10, 929, 1909.

1) Diese Zeitschr. 11, 262, 1910.

Daten sehr einfach, und $\frac{\mu}{D}$ selbst völlig eindeutig bestimmt. Dies ist aber nicht der Fall, vielmehr ändert sich, wie schon erwähnt, das Durchdringungsvermögen der Strahlen, wenn sie eine materielle Schicht durchsetzt haben. Daraus folgt aber, daß auch $\frac{\mu}{D}$ eine Funktion der von den Strahlen durchsetzten Schichtdicke ist. Nimmt man als Maß der Schichtdicke das Gewicht der Flächeneinheit (Dx = Dichte × Dicke), so erhält man, wie Schmidt[1]) gezeigt hat, für den Wert von $\frac{\mu}{D}$, nachdem die Strahlen die Schicht Dx durchdrungen haben:

$$\frac{\mu}{D} = \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 + 2r(Dx), \qquad (4)$$

wobei $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ ein auf die Schicht o bezogener Idealwert von $\frac{\mu}{D}$ und r eine Konstante bedeutet. Die durch die Schicht Dx durchgegangene Strahlung wird dann durch die Funktion:

$$I_{(Dx)} = I_0 e^{-\left(\frac{\mu}{D}\right)_0 Dx - r(Dx)^2} \qquad (5)$$

wiedergegeben.

Der Wert $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$, der ein Maß für das Durchdringungsvermögen von unbeeinflußten Strahlen ist, ist nicht unmittelbar aus den Messungen zu berechnen. Seine Bestimmung ist aber, wenn man das Gesetz der linearen Abhängigkeit von der Schichtdicke, das uns Gleichung (4) gibt, als richtig voraussetzt, auf graphischem Wege sehr einfach.

Hat man nämlich gefunden, daß von der Schicht $Dx_1 = a$ die Strahlenmenge I_a und von der etwas dickeren Schicht $Dx_2 = b$ die Strahlenmenge I_b durchgelassen wird, so ergibt sich $\frac{\mu}{D}$ für Strahlen, die eine Schicht von der Dicke $\frac{a+b}{2}$ durchsetzt haben, zu:

$$\left(\frac{\mu}{D}\right)_{\left(\frac{a+b}{2}\right)} = \frac{\log I_a - \log I_b}{(b-a)}. \qquad (6)$$

Trägt man für eine Substanz alle auf diese Art bestimmten $\frac{\mu}{D}$-Werte als Funktion von Dx in ein Koordinatensystem ein, so muß man durch die Punkte eine Gerade legen können, die die Gleichung (4) darstellt. Der Schnittpunkt dieser Geraden mit der Ordinatenachse ist dann der Wert für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$.

Auf die Abweichungen, die die $\frac{\mu}{D}$-Punkte wegen der Reflexion der β-Strahlen zeigen, näher einzugehen, würde zu weit führen. Es sei lediglich darauf hingewiesen, daß im allgemeinen nur die Punkte, die für eine Schicht Dx größer als 0,2 $\frac{g}{cm^2}$ bestimmt werden, zur Konstruktion der Geraden benutzt werden können.

Schmidt hat nun schon in verschiedenen Arbeiten gezeigt, daß der Wert $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ sich nach der Gleichung (3) berechnen läßt. Es soll nun durch die im folgenden wiedergegebenen Untersuchungen das experimentelle Material noch vermehrt werden.

Experimenteller Teil.

Zunächst handelt es sich darum, noch andere Elemente zu untersuchen. Da von den Elementen, die von Schmidt noch nicht untersucht sind, Bleche von genügender Größe (mindestens 7×7 cm) nicht zu erhalten waren, mußte die Methode etwas abgeändert werden.

Es wurde ein Apparat konstruiert, der es ermöglicht, die Untersuchungen an Blättchen von ca. 2 cm × 2 cm Oberfläche vorzunehmen. Der Apparat, der dem Schmidtschen Flüssigkeitsapparat nachgebildet war[1]), ist in Fig. 1 wiedergegeben. Die Bleiplatte aa von 3 mm Dicke ist in der Mitte durchbohrt. Die Bohrung

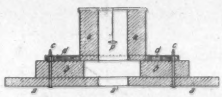


Fig. 1.

hat einen Durchmesser von 1,4 cm. Auf dieser Platte sind weitere Bleibleche bb aufgeklebt bis zu einer Dicke von 7 mm, die in der Mitte einen viereckigen Ausschnitt von 2,5 cm Seitenlänge haben. Durch die Platten a und b sind drei Stifte cc getrieben; auf diese Stifte passen die Löcher der Messingplatte dd, in die ein der Länge nach durchbohrter Bleizylinder (Bohrung 1,4 cm Durchmesser) derart eingekittet ist, daß die Achse seiner Bohrung mit der der Bohrung in aa zusammenfällt. In dem Zylinder ist an einem Draht das in ein Stückchen Papier ein-

1) Diese Zeitschr. **10**, 929, 1909.

1) Diese Zeitschr. **11**, 262, 1910.

gewickelte *Ur X*-Präparat P angebracht[1]). Der ganze Apparat wird auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß gestellt, die Platte dd mit dem Zylinder entfernt, und in die Höhlung von bb das zu untersuchende Material in Gestalt von kleinen Blechen oder Blättchen von 2,5×2,5 cm²

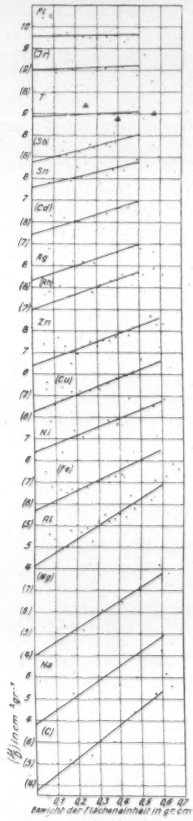


Fig. 2.

Oberfläche gelegt. Wird die Platte dd wieder aufgesetzt, so können Strahlen des Präparats P, nachdem sie das zu untersuchende Material durchdrungen haben, durch die Bohrung in aa in das Zerstreuungsgefäß gelangen. Die Absorptionskurven wurden nun, wie von Schmidt angegeben, aufgenommen, indem nacheinander die durchgegangene Strahlung für ein, zwei usw. Bleche gemessen wurde. Beim Hereinlegen der Bleche in die Höhlung von bb mußte darauf geachtet werden, daß die Bleche fest aufeinanderlagen. Die Menge der durchgelassenen Strahlung wurde nämlich dadurch stark beeinflußt. Um die Bleche jedesmal fest aufeinander zu drücken, wurde ein quadratisches Bleiblech von 2,5×2,5 cm Größe und 3 mm Dicke hergestellt, in das in der Mitte ein kreisrundes Loch von 2 cm Durchmesser geschnitten war. Der so entstandene Bleiring wurde nun jedesmal oben auf die Bleche aufgelegt und fest eingedrückt.

Die aus den einzelnen gemessenen Intensitäten $I_{D\,x}$ nach Gleichung (6) berechneten Werte von $\frac{\mu}{D}$ in $\frac{\text{cm}^2}{\text{g}^{-1}}$ sind in Fig. 2 in ihrer Abhängigkeit von der durchstrahlten Masse pro Flächeneinheit eingetragen. Durch die Punkte ist dann eine gerade Linie gelegt; der Schnittpunkt dieser Geraden mit der y-Achse ist das gesuchte $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$. Aus dem verhältnismäßig engen Anschluß der Punkte an die Gerade ist zu entnehmen, daß dem in Gleichung (6) ausgedrückten Gesetz ein großer Grad von Wahrscheinlichkeit zukommt.

Die auf diese Art erhaltenen $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Werte sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die erste Reihe der Tabelle gibt das Element, die zweite das Atomgewicht, die dritte den beobachteten und die vierte den berechneten Wert von $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$. In der fünften Reihe sind zum Vergleich die

Tabelle 1.

Element	Atomgewicht	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beobachtet	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ berechnet	$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ nach Schmidt	γ
Pb . . .	206,9	9,75	7,90	7,90	0,1
Ir . . .	193,0	9,5	7,7		0,2
Ta . . .	183,0	8,9	7,6		0,2
Sb . . .	120,2	7,74	6,86		1,2
Sn . . .	119,0	7,6	6,66	6,7	1,1
Cd . . .	112,4	7,4	6,53		1,5
Ag . . .	107,9	7,31	6,48	6,5	1,7
Rh . . .	103,0	7,0	6,39		1,7
Zn . . .	65,4	6,4	5,67	5,7	1,8
Cu . . .	63,6	6,3	5,60	5,6	1,9
Ni . . .	58,7	6,35	5,48	5,7	2,0
Fe . . .	55,9	5,61	5,41	5,75	2,4
S . . .	32,06	4,52	4,94		3,0
Al . . .	27,1	4,1	4,70	4,7	3,2
Mg . . .	24,3	4,0	4,63	4,6	3,2
(Na) . .	23,05	(3,8)	4,61		(3,3)
C	12,0	3,75	4,52	4,4	3,7

1) Alle in dieser Arbeit mitgeteilten Versuche wurden mit β-Strahlen von Uran *X* angestellt.

von Schmidt[1]) unter Benutzung unendlich dünner aktiver Schicht beobachteten Werte eingetragen, da Schmidt nach diesen Messungen die Konstanten c_1 und c_2 bestimmte. Die letzte Reihe endlich gibt in dem Wert v die Neigung der eingezeichneten Geraden.

Wir haben schon darauf hingewiesen, daß die numerischen Werte von $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ durch die Versuchsanordnung stark beeinflußt werden. Es ist also nicht zu verwundern, wenn die experimentell bestimmten Werte nicht mit den berechneten übereinstimmen. Die berechneten Werte sind unter Zugrundelegung zweier Konstanten bestimmt, deren Größe Schmidt aus seinen Messungen herleitete. Wir müssen nachsehen, wie sich die hier gefundenen Werte von den Schmidtschen Werten unterscheiden. Finden wir dann, daß die Abweichung von diesen dieselbe ist wie von den berechneten, dann dürfen wir wohl annehmen, daß diese Abweichung durch die Versuchsanordnung bedingt ist, und man kann die Versuche als Beweis für die Theorie ansehen. Die Konstanten c_1 und c_2 wurden aus den $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Werten für *Pb* und *Al* bestimmt. Es zeigt sich nun, daß der Wert für *Pb* größer ist als der von Schmidt, der für *Al* dagegen kleiner. Es müssen also die neu experimentell bestimmten Werte für alle Elemente, deren Atomgewicht eine gewisse Größe überschreitet, größer sein als die berechneten; für die übrigen müssen sie kleiner sein.

Dies finden wir alles in der Tabelle bestätigt. Weiter finden wir noch, daß sich die neu untersuchten Elemente *Ir*, *T*, *Rh*, *Cd*, *Sb*, *S* und *Na* sehr schön zwischen die übrigen Elemente einordnen, ein Beweis, daß auch sie sich der allgemeinen Regel unterordnen.

Zu diesen neu untersuchten Elementen sind nun noch verschiedene Bemerkungen zu machen. *Ir*, *T*, *Rh*, *Cd* konnten in Blechform erhalten werden, aus *Sb* wurden auf der Drehbank dünne Blättchen hergestellt. Aus *S* wurden Platten gegossen, die dann auf Glaspapier zu der gewünschten Dicke abgeschliffen wurden. *Na* wurde zwischen zwei Eisenplatten zu dünnen Schichten ausgepreßt, aus denen dann runde Täfelchen ausgestochen wurden. Diese wurden in dem später (vgl. S. 512) beschriebenen Apparat untersucht. Die *T*-Bleche waren so dick, daß unmittelbar nur drei $\frac{\mu}{D}$-Werte bestimmt werden konnten (in der Fig. 2 mit △ bezeichnet). Die übrigen Werte wurden dadurch erhalten, daß unter zwei *T*-Bleche einige *Ir*-Bleche gelegt wurden, die Intensität I_a gemessen wurde, das eine Tantalblech abgehoben wurde, die Intensität I_b bestimmt wurde und aus I_a und I_b der Wert $\frac{\mu}{D}$ für die gesamte Schichtdicke $(Ir + T)$ berechnet wurde. Nimmt man nun die Iridiumschicht dünner und macht den gleichen Versuch, so erhält man ein $\frac{\mu}{D}$ für eine kleinere Schichtdicke. Bei diesen Messungen ist natürlich vorausgesetzt, daß *Ir*, da es fast dasselbe Atomgewicht wie *T* hat, sich in bezug auf die Durchlässigkeit für β-Strahlen wie *T* verhält. Die Werte für *Na* schließlich machen keinen Anspruch auf große Genauigkeit, sie sind daher in der Tabelle eingeklammert. Die Ungenauigkeit hat ihren Grund einmal darin, daß die Blättchen zu dick waren, so daß nur ganz wenige $\frac{\mu}{D}$-Werte bestimmt werden konnten; dann aber auch darin, daß die Schichten nicht gleichmäßig dick hergestellt werden konnten. Die Gerade in der Figur konnte daher auch nicht nach den Punkten gezogen werden, vielmehr wurde sie so gelegt, wie es sich aus den Elementen ergibt, die *Na* dem Atomgewicht nach zunächst stehen. Vergleicht man nun diese Gerade mit der Lage der Punkte, so ergibt sich allerdings, daß wenigstens der ersten Annäherung nach die aufgestellten Gesetze auch auf *Na* angewandt werden können.

Mischungen und Verbindungen.

Ist die für die Herleitung der Formel zur Berechnung von $\frac{\mu}{D}$ benutzte Additionsregel richtig, so muß sie sich auch auf Mischungen, also auch auf Legierungen anwenden lassen. Es wurden zu diesem Zweck eine Reihe *Pb*-*Sn*-Legierungen von der Zusammensetzung:

$$Pb : Sn = 0:100;\ 10:90;\ 20:80;\ 50:50;\ 60:40;\ 100:0$$

untersucht. Die Versuche wurden derart angestellt, daß die Folien (10×10 cm) unmittelbar auf ein oben offenes Zerstreuungsgefäß gelegt wurden. Das Präparat, das in ein Stückchen Papier eingewickelt war, war an einem Draht über der Mitte der Folien befestigt und wurde während der Dauer eines Versuchs in konstanter Entfernung zum Zerstreuungsgefäß gehalten.

Die experimentellen Ergebnisse sind in Fig. 3 nach der oben angegebenen Weise dargestellt und auf graphischem Wege hieraus die Werte

1) Diese Zeitschr. 10, 929, 1909.

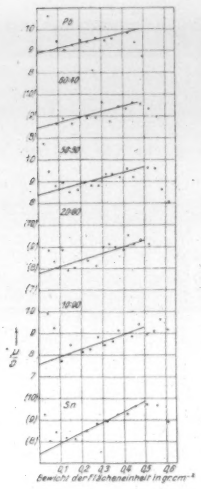


Fig. 3.

$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ bestimmt. Diese finden sich in der Tabelle 2 in der zweiten Zeile zusammengestellt.

Betrachtet man die Legierung als Verbindung, so läßt sich analog, wie dies bei Analysen geschieht, aus dem Mischungsverhältnis die Zahl der Atome berechnen, die ein Molekül dieser gedachten Verbindung bilden. Hat man diese Zahlen zu a und b berechnet, so schreiben sich die Legierungen in der Form $Pb_a Sn_b$. Der Unterschied gegen eine wirkliche Verbindung besteht darin, daß man die Zahlen a und b sehr groß nehmen muß, damit durch die Formel auch in der Tat das Mischungsverhältnis richtig wiedergegeben wird. Aus der Formel läßt sich aber nach Gleichung (3) der Wert $\frac{\mu}{D}$ für jede der Legierungen berechnen. Die berechneten Werte sind in der dritten Zeile der Tabelle wiedergegeben.

Tabelle 2.

$Pb : Sn$	100:0	60:40	50:50	20:80	10:90	0:100
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beob.	8,9	8,5	8,35	7,8	7,6	7,4
$\frac{\mu}{D}$ berechnet	7,9	7,45	7,39	6,96	6,75	6,66
v	1,15	1,2	1,3	1,6	1,7	2,4

Aus der Berechnung geht hervor, daß die $\frac{\mu}{D}$-Werte mit zunehmendem Gehalt an Pb ansteigen, und zwar zuerst rascher, alsdann langsamer. Vergleicht man mit den berechneten Werten die experimentell gefundenen, so findet man die gleiche Gesetzmäßigkeit. Daß die einzelnen berechneten und beobachteten Werte nicht übereinstimmen, ist auch hier durch die veränderte Versuchsanordnung bedingt.

In Fig. 4 sind nun die berechnete $\frac{\mu}{D}$-Kurve

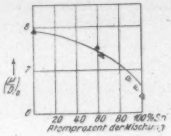


Fig. 4.

und die gefundenen $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Werte eingetragen. Als Abszisse ist die Anzahl der Sn-Atome unter 100 Atomen der Mischung benutzt, weil dann besser zu erkennen ist, wie die Zahl der Pb-Atome sich bemerkbar macht. Damit weiterhin der Vergleich zwischen Experiment und Versuch erleichtert werde, ist das Achsensystem für die beobachteten Punkte parallel mit sich selbst verschoben, bis für Pb der beobachtete Punkt auf den berechneten fällt. Die beobachteten Werte schließen sich der berechneten Kurve sehr schön an; ein Beweis, daß die zur Herleitung der Formel benutzte Additionsregel wirklich ihre Geltung hat.

Schmidt hat schon eine Reihe flüssiger Verbindungen untersucht. Im folgenden sind nun noch einige feste Verbindungen der Prüfung unterworfen worden. Da die wenigsten der einfacheren Verbindungen als feste Platten zu erhalten sind, wurde eine besondere Methode ausgearbeitet, die es ermöglicht, Substanzen in Pulverform zu untersuchen.

Es wurde aus Messing ein Näpfchen (d in Fig. 5) gedreht. Dieses hatte einen Durchmesser von 28 mm, eine Wandstärke von 2 mm und einen Boden von 1 mm Dicke. Der Boden

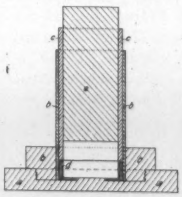


Fig. 5

hatte in der Mitte eine Bohrung von 1,4 cm. Nachdem der Boden mit einem dünnen Glimmerblättchen beklebt war, wurde in dieses Näpfchen das Salzpulver eingestreut. Um eine gleichmäßige Schicht zu erhalten, wurde das Pulver von größerer Höhe herabfallen gelassen. Das Näpfchen wurde zu diesem Zweck mitten unter ein genau senkrecht aufgestelltes Glasrohr von 1 m Länge und 7 cm Durchmesser aufgestellt. Die obere Öffnung des Rohrs war mit einem Sieb verschlossen. Streute man nun das Pulver auf das Sieb, so schichtete es sich ziemlich gleichmäßig in dem Näpfchen auf. Das Näpfchen wurde nun auf die Platte *aa* (Fig. 5) gestellt, so daß die Erhöhung der Platte in die Bohrung des Näpfchenbodens fiel. Hierauf wurde der Teil *bb* aufgeschraubt, das Rohr *cc* und zuletzt der Stempel *e* eingesetzt. Der Stempel wurde leicht mit der Hand eingedrückt, der ganze Apparat sodann unter die hydraulische Presse gestellt. Das Pulver wurde dadurch zu einer dünnen Schicht zusammengepreßt. Das Näpfchen wurde aus dem Apparat herausgenommen und durch Wiegen die Schichtdicke $\left(\text{in } \frac{g}{cm^2}\right)$ bestimmt. Hierauf wurde es in einen Apparat gestellt, der dem in Fig. 1 dargestellten genau nachgebildet war, nur daß auf der Platte *aa* ein Ring aufgeklebt war, in den das Näpfchen paßte. Es wurde so erreicht, daß die Bohrung des Näpfchens immer genau über die der Platte zu stehen kam. Nachdem die durchgegangene Intensität gemessen war, wurde von neuem Pulver eingestreut, gepreßt, gewogen usw.

Es ist natürlich, daß diese Art der Herstellung dünner Schichten verschiedene Fehlerquellen in sich birgt. Einmal kann die Schicht nie ganz gleichmäßig gestreut werden, und selbst die großen Drucke, die verwandt wurden, konnten diese Ungleichmäßigkeit nicht beseitigen[1]). Gewöhnlich war die Dichte der Schicht in der Mitte am größten.

Die Ungleichmäßigkeit der Schicht beeinflußte die Berechnung von $\frac{\mu}{D}$, so daß in der Regel die in einer Messung gefundenen Werte nicht ausreichten, um genügend Anhalt für die Gerade zu bieten. Nimmt man aber an, daß die Fehler bei verschiedenen Messungen nicht alle nach derselben Seite hin liegen, so muß man mit Hilfe mehrerer Messungen so viele Werte für $\frac{\mu}{D}$ bekommen, daß es möglich ist, die graphische Extrapolation auszuführen.

1) Die Kraft berechnet sich aus dem Durchmesser des Ventils, des Pressekolbens und der Ventilbelastung (0,15 cm, 5 cm, 3 kg) zu 3300 kg.

Bei den angestellten Messungen wurden in den meisten Fällen für jede Substanz drei Messungen ausgeführt und alle erhaltenen $\frac{\mu}{D}$-Werte aufgetragen. Diese gruppierten sich dann in der Tat auch so, daß es nicht zu schwer fiel, eine gerade Linie zu ziehen, die allen $\frac{\mu}{D}$-Punkten gerecht wird. Auch hierbei sind natürlich nur die Punkte benutzt, deren Abszisse größer als 0,2 $\frac{g}{cm^2}$ ist.

Zunächst ist die Frage zu entscheiden, ob die Werte für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ durch die neue Versuchsanordnung abgeändert werden. Es wurden zu diesem Zweck Antimon, Eisen und Magnesium in Pulverform untersucht. Für $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ wurden folgende Werte erhalten:

$$\text{Für Antimon } \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 7{,}8,$$

$$\text{für Eisen } \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 5{,}61$$

$$\text{und für Magnesium } \left(\frac{\mu}{D}\right)_0 = 3{,}8.$$

Da diese mit den in Tabelle 1 mitgeteilten nahezu übereinstimmen, so haben wir bei den Untersuchungen mit Pulvern die gleichen Abweichungen von den berechneten Werten zu erwarten, wie sie bei den Messungen an Elementen zutage traten.

Bei den Untersuchungen von Verbindungen geht man am besten in der Art vor, daß man Gruppen von Verbindungen untersucht, die einen Bestandteil gemeinsam haben. In den Figuren 6 sind die Versuchsergebnisse für drei solcher Gruppen dargestellt. 6a gibt die Halogene des Kaliums, 6b einige Chlorverbindungen und 6c einige Sulfate. Die aus den Figuren entnommenen $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Werte sind in den Tabellen 3 zusammengestellt.

Tabelle 3.

Halogene des Kaliums.

Verbindung	KJ	KBr	KCl	KFl
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beobachtet	7,8	6,1	4,88	4,8
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ berechnet	6,66	5.7	4,98	4,9

Chlorsalze.

Verbindung	$BaCl_2$	(NH_4Cl)	KCl	$NaCl$
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beobachtet	8,07	5,2	4,88	4,68
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ berechnet	6,6	5,26	4,98	4,82

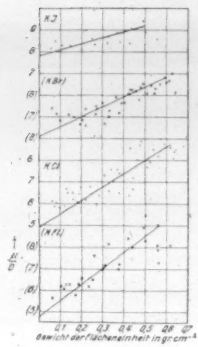


Fig. 6a.

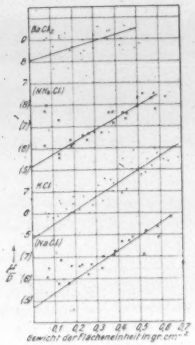


Fig. 6b.

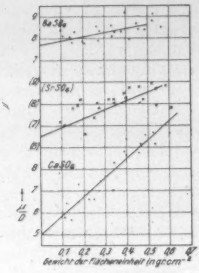


Fig. 6c.

Sulfate.

Verbindung	$BaSO_4$	$SrSO_4$	$CaSO_4$
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ beobachtet	7.7	6,5	4.95
$\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ berechnet	6,71	5,75	4,85

Die drei Sulfate, Fluorkalium und Jodkalium waren von Merck bezogen. Die übrigen stammten aus den Vorräten des Instituts. Sämtliche Salze waren frei von Kristallwasser.

In den einzelnen Gruppen ist immer die gleiche Gesetzmäßigkeit zu beobachten, daß das Durchdringungsvermögen der Verbindung abnimmt, wenn man ein Element durch ein anderes ersetzt, das ein höheres Atomgewicht hat. In der Gruppe der Halogene wächst $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$, wenn man der Reihe nach das Fluorid, das Chlorid, das Bromid und das Jodid untersucht. Bei den Chloriden nimmt $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ zu, wenn wir das Natrium durch das Kalium und schließlich durch das Brom ersetzen. Die Stellung des Salmiaks zwischen Kaliumchlorid und Bariumchlorid erscheint auf den ersten Blick befremdend. Beachtet man aber, daß die Verbindung vier Wasserstoffatome enthält und daß Wasserstoff, wie Schmidt festgestellt hat, ein sehr großes Absorptionsvermögen besitzt, so ist der hohe Wert von $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$ erklärlich. Auch in der Gruppe der Sulfate ist die gleiche Gesetzmäßigkeit zu sehen.

Vergleicht man nun noch in den Tabellen die beobachteten Werte mit den nach Gleichung (3) berechneten Werten, so erkennt man leicht dieselbe Gesetzmäßigkeit für die Abweichungen, wie sie bei den Elementen als eine Folge der Versuchsanordnung gekennzeichnet wurden. Alle $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Werte, die größer als ca. 5 sind, wurden gegen die Berechnung zu groß gefunden. So ergab sich bei Kaliumjodid 7,8 statt des berechneten 6,66, bei Kaliumbromid 6,1 statt 5,7. Dagegen waren die experimentell bestimmten Werte bei Kaliumchlorid sowohl wie bei Kaliumfluorid kleiner als die berechneten. Ammoniumchlorid, dessen $\left(\frac{\mu}{D}\right)_0$-Wert zu 5,26 berechnet wurde, zeigt, wie zu erwarten, nahezu Übereinstimmung zwischen Versuch und Berechnung.

Nimmt man aber an, daß die gleiche Versuchsanordnung die Ergebnisse in der gleichen Weise beeinflußt, so müssen die obigen Versuche als ein Beweis für die Richtigkeit der Formel (3) aufgefaßt werden. Wir können also sagen, auch für feste Verbindungen ist das Durchdringungsvermögen einzig von den Atomgewichten der die Verbindung bildenden Elemente abhängig.

Vorliegende Arbeit wurde auf Anregung und unter Leitung von Herrn Professor Heinrich Willy Schmidt im physikalischen Institut der Universität Gießen angefertigt. Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Herrn Professor Schmidt für alle wertvollen Ratschläge und Unterstützungen meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

(Eingegangen 16. April 1913.)

Methode der quantitativen Messung der Absorption im Ultravioletten.

Von Victor Henri.

(Mit Tafel XVI.)

Die quantitative Bestimmung der Absorption ultravioletter Strahlen hat eine Bedeutung erstens für die theoretische Bearbeitung der photochemischen Reaktionen und zweitens für die Untersuchung des Absorptionsproblems, nämlich deren Beziehung zur chemischen Konstitution der Molekel und deren theoretischen Analyse in bezug auf die Form der Absorptionskurve.

Die Methode, die ich für die quantitative Bestimmung der Absorption ausgearbeitet habe, beruht auf der Photometrierung der Spektrogramme. Es ist schon von einer großen Anzahl Autoren eine photometrische Schwärzungsmethode angewandt worden.

Gewöhnlich verfährt man so, daß man bei gleicher Expositionsdauer auf den durch das Lösungsmittel einerseits und durch die Lösung andererseits erhaltenen Spektra den Schwärzungsgrad jeder Linie mit einem Mikrophotometer untereinander vergleicht, und dann die Absorption nach dem Schwarzschildschen Gesetze berechnet.

Man kann aber auch anders verfahren: man photographiert das Spektrum einerseits durch das Lösungsmittel mit einer Expositionsdauer von t Sekunden und dann durch die Lösung für eine Reihe verschiedener Dauern t', t'', t''' usw. Nun vergleicht man die Spektra untereinander, indem man diejenigen Linien aufsucht, die genau dieselbe Schwärzung im Lösungsmittel- und im Lösungsspektrum besitzen.

Wenn z. B. für die Wellenlänge λ die Intensität der Schwärzung genau gleich in beiden Spektra bei den Expositionsdauern t und t' ist, so sind die Intensitäten I und I' des Lichts dieser Wellenlänge nach dem Durchgang durch das Lösungsmittel und die Lösung gegeben durch die Schwarzschildsche Formel:

$$\frac{I}{I'} = \left(\frac{t'}{t}\right)^n,$$

wo n eine von der Plattensorte abhängige Konstante ist. Für panchromatische Platten von Wratten & Wainwright ist $n = 0{,}9$.

Praktisch führe ich die Methode nach folgendem Schema aus: es werden auf derselben Platte 45 Spektra untereinander photographiert, und zwar alternierend 23 mal das Vergleichsspektrum bei 5 oder 2,5 Sekunden Expositionsdauer und 22 mal das Spektrum durch die Lösung bei Schichtdicken von 2, 4, 10, 25, 50 und 100 mm und Expositionsdauern zwischen 90 und 10 Sekunden.

Als Lichtquelle wird ein kondensierter Funke zwischen Eisen- und Kadmiumelektroden (von 3 mm Breite und 1 mm Dicke) benutzt; die Länge des Funkens ist gleich 3 mm. Als Induktorium wird ein großes Rochefort-Induktorium benutzt, dieses ist mit 110 Volt und 10 Ampere Primärstrom bei 8000 bis 10000 Unterbrechungen in der Minute getrieben, und als Kondensator dient eine Leidener Flasche kleiner Kapazität. Die mittlere Intensität des sekundären Stroms beträgt 4 bis 4,5 Ampere.

Die Konstanz dieses Funkens ist eine sehr große, wie uns stundenlange Kontrollversuche gezeigt haben.

Die erhaltene Platte wird dann mit einer Zeißschen Binokularlupe untersucht und diejenigen Linien aufgesucht, für welche die Schwärzung in zwei nebeneinanderstehenden Spektren gleich ist.

Als Beispiel geben wir auf der Tafel XVI eine solche Platte, die für das Azeton in wässeriger Lösung erhalten ist. Es sind hier Schichtdicken von 2, 5, 10, 25, 50 und 100 mm und Expositionsdauern von 60 bis 20 Sekunden angewandt; die Vergleichsspektren sind bei Anwendung desselben Rohrs mit gleichen Dicken von Wasser für 5 Sekunden Expositionsdauer erhalten; mit Punkten sind die Gleichheitsstellen angegeben.

Um die Expositionsdauer genau festzuhalten, wird die Öffnung des Schirmes vor dem Spalt mit einem langsam rotierenden Sektor bewirkt.

Wenn man diese Methode für eine Reihe verschiedener Dicken anwendet und im Bereich der normalen Belichtungsdauer sich hält, so bekommt man sehr genaue Resultate für den Wert der Absorptionskonstante bis zu $\lambda = 2144{,}5$.

Wir haben die Kontrolle der Methode auf zwei verschiedenen Wegen ausgeführt.

Erstens durch den Vergleich der auf diese Weise erhaltenen Resultate mit den direkt mit dem Spektrophotometer von König-Martens im sichtbaren Spektrum gemessenen Absorptionskonstanten.

Zweitens indem man Lösungen verschiedener Konzentration ein und desselben Körpers, und zwar des Oxyhämoglobins, sowohl im sichtbaren wie im ultravioletten Spektrum, untereinander vergleicht. In beiden Fällen haben wir immer gefunden, daß die Bestimmung der Absorptionskonstanten wenigstens auf 5 Proz. genau ist. Wenn man eine größere Genauigkeit erhalten will, so bekommt man es dadurch, daß man die Zahl der Schichtdicken und der Expositionsdauern vergrößert, so daß man nachher Mittelwerte für jede Wellenlänge ausrechnet.

Diese Methode wurde auch durch eine andere, von Boll[1]) angewandte, elektrometrische

1) C. R. Ac. d. Sc. März 1913.

kontrolliert. So fand z. B. Herr Boll für eine Lösung von Koffein, daß bei $\lambda = 2537$ die Absorptionskonstante gleich 18,4 ist, während ich gleichzeitig mit derselben Lösung für dasselbe λ 18,8 bekam.

Diese Methode hat den Vorteil, wenig zeitraubend zu sein, denn man bestimmt quantitativ das ganze Absorptionsspektrum für eine Substanz in ein bis zwei Stunden.

Wir haben diese Methode zur quantitativen Bestimmung der Absorptionsspektra einer ganzen Reihe verschiedener Substanzen in Lösung und in Gaszustand angewandt. Einige der erhaltenen Resultate sind von uns schon früher publiziert worden, andere werden in den nächsten Arbeiten gegeben.

(Eingegangen 24. März 1913.)

Eine einfache Methode zur Erhaltung eines kontinuierlichen Spektrums im Ultravioletten.

Von Victor Henri.

(Mit Tafel XVII.)

Es ist für die Bestimmung der Absorptionsspektra von Gasen unbedingt nötig, ein kontinuierliches Spektrum zu erhalten. Von Konen, Grebe, Mies und anderen Schülern von Kayser ist gefunden worden, daß ein kondensierter Funke zwischen Aluminiumelektroden in Wasser ein kontinuierliches Spektrum gibt. Diese Methode gibt aber eine schwache Lichtquelle, der Funke hat nur $^1/_4$ bis $^1/_2$ mm Länge, bei größerer Länge findet dunkle Entladung statt. Man muß also die Expositionsdauer sehr lang nehmen, $^1/_2$ bis 1 Stunde für Gase und sogar bis 7 Stunden für Lösungen. Es läßt sich also mit einem solchen Funken schwerlich eine quantitative Absorptionsmethode anwenden.

Ich habe nun gefunden, daß, wenn man statt eines kondensierten Funkens einen Funken hoher Frequenz, wie man es z. B. bei Tesla- und D'Arsonval-Versuchen aufstellt, gebraucht, und diesen Funken im Wasser überspringen läßt, so bekommt man eine sehr kräftige Lichtquelle; der Funke hat leicht 4 bis 5 mm Länge, er ist sehr konstant, die Expositionsdauer braucht nur auf 30 bis 60 Sekunden gebracht zu werden, und das erhaltene kontinuierliche Spektrum erstreckt sich bis ungefähr 2150 Ångström. Wir haben mit dieser Lichtquelle eine ganze Reihe quantitativer Messungen machen können. Als Beispiel gebe ich auf Tafel XVII das kontinuierliche Spektrum und das *FeCd*-Vergleichsspektrum.

Paris, Sorbonne, März 1913.

(Eingegangen 24. März 1913.)

Quantitative Untersuchung über die Absorption ultravioletter Strahlen durch Azeton.

Von Jan Bielecki und Victor Henri.

Die Bestimmung der Absorption ultravioletter Strahlen durch Azeton wurde zuerst von Soret[1]) und dann von Stewart und Baly[2]) ausgeführt; diese Forscher haben nach der Hartleyschen qualitativen Methode gefunden, daß Azeton in Alkohol ein Absorptionsband bei etwa $\lambda = 2680$ Å besitzt und daß die Absorption für kürzere Wellenlängen zunächst abnimmt und dann nach einem Minimum bei ungefähr $\lambda = 2380$ wieder deutlich zunimmt.

Wir haben eine quantitative Untersuchung über die Absorption ultravioletter Strahlen vorgenommen und bereits vor einem halben Jahre die ersten Resultate u. a. über Azeton, Methyläthylketon und Diäthylketon veröffentlicht[3]). Nach unseren Versuchen ergab es sich, daß das Absorptionsspektrum des Azetons nur ein Band bei $\lambda = 2650$ in wässeriger Lösung besitzt, und daß für kürzere Wellenlängen die Absorption mehr und mehr abnimmt bis zu $\lambda = 2144{,}5$, d. h. die Grenze unserer Messungen.

Im Januar dieses Jahres hat M. Gelbke[4]) eine Abhandlung veröffentlicht, in der er erstens die Absorptionszunahme für Wellenlängen $\lambda < 2350$ annimmt und zweitens die Existenz eines zweiten Bandes des Azetons behauptet; dieses letzte soll nur bei größeren Schichtendicken von 350 mm reinen Azetons beobachtet werden.

Wir sind mit der näheren Untersuchung der Absorption möglichst einfacher organischer Körper seit einem Jahr beschäftigt und versuchen in den Fällen, wo man ein vollständiges Absorptionsband messen kann, die Resultate nach der theoretischen Formel von Ketteler-Helmholtz-Reiff-Drude zu bearbeiten.

Wir haben darum auch noch Messungen für das reine Azeton bei größeren Schichtendicken vorgenommen, um die Lage und Größe des zweiten Bandes von Gelbke näher zu präzisieren.

Unsere Mitteilung besteht aus zwei Teilen: 1. Bestimmung der Absorptionskonstanten des Azetons in wässeriger und alkoholischer Lösung sowie in reinem flüssigen Zustande und 2. theoretische Berechnung der erhaltenen Resultate.

I. Quantitative Messungen der Absorption des Azetons.

Die Bestimmung der molekularen Absorptionskonstante ε, definiert nach der Formel

$$I = I_0 \cdot 10^{-\varepsilon \cdot c \cdot d},$$

1) Arch. des sc. phys. et nat. **61** (2), 322–359, 1878.
2) Journ. Chem. Soc. **89**, 489, 1906.
3) Ber. d. Deutsch. chem. Ges. **45**, 2819, 1912.
4) Jahrb. d. Radioakt. u. Elektronik **10**, 1–34, 1913 und diese Zeitschr. **13**, 584, 1912.

wo c die molekulare Konzentration und d die Dicke in cm bedeutet, wurde nach der photometrischen Methode ausgeführt, deren nähere Beschreibung in der vorigen Arbeit angegeben ist.

Die wässerigen, $^1/_{20}$ Mol/g pro Liter enthaltenden Lösungen wurden in Schichtendicken von 2 bis 100 mm angewandt. Die alkoholischen Lösungen enthielten $^1/_{20}$ und $^1/_2$ Mol/g pro Liter und die durchstrahlten Schichtendicken betrugen 2 bis 25 mm. — Für das reine Azeton (56,3°—56,5° aus Natriumbisulfitverbindung erhalten und mehrere Male destilliert) wurde die Absorption bei Schichtendicken von 2 bis 750 mm in mit Quarzplatten verschlossenen Glasröhren bestimmt.

Wir geben in den folgenden drei Tabellen die Werte der Absorptionskonstanten für die untersuchten Lösungen und für das reine Azeton an.

Tabelle I.
Molekulare Absorptionskonstanten des Azetons in Wasser.

λ	ε	λ	ε	λ	ε
2144	0,54	2424	8,1	2868	7,2
2195	1,08	2444	9,4	2872	7,0
2240	1,62	2468	10,8	2881	6,4
2265	2,16	2539	14	2892	5,5
2288	2,8	2575	16,2	2928	4,04
2307	3,2	2648	18	2935	3,6
2327	3,6	2652	18	2960	2,7
2352	4,6	2705	16,2	2981	2,16
2370	5,4	2744	14	3001	1,62
2375	5,6	2815	10,8	3020	1,4
2392	6,4	2828	9,4	3040	1,08
2398	7,0	2852	8,1		

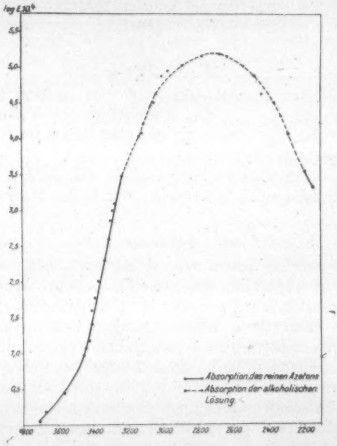
Tabelle II.
Molekulare Absorptionskonstanten des Azetons in Alkohol.

λ	ε	λ	ε	λ	ε
2144	0,54	2488	7,0	3005	4.4
2195	1,08	2520	8,1	3020	4,04
2288	1.4	2549	9,4	3042	3,5
2331	2,16	2581	10,8	3047	3.2
2348	2,7	2648	14,0	3062	2,7
2375	3.2	2706	15,8	3079	2,16
2382	3.5	2770	14,0	3105	1,62
2390	3,6	2845	10.8	3120	1,4
2405	4,2	2892	9,4	3132	1,08
2418	4,6	2918	8,1	3280	0,054
2444	5,5	2944	7,2		
2460	6,4	2981	5,5		

Die Figur gibt die Absorptionskurve, in der als Abszisse die Wellenlängen und als Ordinate die Logarithmen von ε aufgetragen sind. Die Absorption der alkoholischen Lösung ist da durch eine punktierte und die des reinen Azetons durch eine ausgezogene Linie dargestellt. Wir sehen daraus, daß das Azeton nur ein Band im Ultraviolett besitzt, deren Maximum in der alkoholischen Lösung bei $\lambda = 2706$ und

Tabelle III.
Molekulare Absorptionskonstanten des reinen flüssigen Azetons.

λ	ε	λ	ε	λ	ε
2144	0,212	3367	0,010	3570	0,00026
2195	0,383	3383	0,0059	3648	0,00015
		3404	0,0039	3648	0,00026
		3408	0,00257	3670	0,00015
3226	0,295	3427	0,00152	3687	0,00011
3271	0,127	3441	0,00120	3687	0,00015
3285	0,098	3452	0,00094	3706	0,00011
3297	0,071	3470	0,00068		
3306	0,039	3475	0,00053		
3329	0,020	3565	0,00026		



in der wässerigen Lösung bei $\lambda = 2648$ liegt. Für kürzere Wellenlängen sinkt die Absorption immer mehr und mehr bis $\lambda = 2144{,}5$, was mit den Angaben sowohl von Baly und Stewart wie mit denen von Gelbke nicht übereinstimmt.

Für längere Wellenlängen bis zu 3706 sinkt ebenfalls die Absorption regelmäßig, ohne ein zweites Band zwischen 3300 und 3700 zu zeigen. Um die Absorption noch für größere Wellenlängen zu bestimmen, müßte man die Schichtendicken größer als 750 mm nehmen.

Beim Vergleich der alkoholischen Lösung mit reinem Azeton sieht man, daß die Kurven sich ungefähr aneinanderschließen. Für die wässerige Lösung ist das Maximum nach dem ultravioletten Ende verschoben und die Höhe des Absorptionsmaximums ist etwas größer als für die alkoholische Lösung.

II. Theoretische Besprechung der Absorption des Azetons.

1. Die bekannte Bewegungsgleichung eines Elektrons

$$m\frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = eX - \frac{4\pi e^2}{\vartheta}x - re^2\frac{\partial x}{\partial t},$$

wo $\frac{4\pi e^2}{\vartheta}$ eine quasielastische Kraft und r eine Reibung oder Dämpfung repräsentieren, gibt für den Absorptionsindex $\varkappa$, definiert durch

$$I = I_0 e^{-\frac{4\pi\varkappa d}{\lambda}},$$

den Wert

$$\varkappa n = \frac{g g' \lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}; \qquad (1)$$

also für eine Lösung, in der man den Brechungsindex n vorläufig als konstant annimmt, ist die Absorptionskonstante ε gleich

$$\varepsilon = \frac{a\cdot\lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}. \qquad (2)$$

In dieser Formel sind a, g^2 und λ_m drei Konstanten; λ_m ist die Wellenlänge im Vakuum, die der Eigenfrequenz des absorbierenden Elektrons entspricht.

Nach Drude erhält man die Zahl p der absorbierenden Elektronen durch die Formel

$$p\frac{e}{m} = \frac{\pi}{9660}\cdot\frac{M}{\varrho}\cdot\frac{g'}{\lambda_m^2}. \qquad (3)$$

Es wurden schon von vielen Forschern[1]) Versuche angestellt, um diese Formeln mit den experimentellen Daten zu vergleichen. Bis jetzt hat man diese Untersuchungen nur im sichtbaren Spektrum durchgeführt; es ist indes theoretisch wichtig, diese Formel auch für das ultraviolette Gebiet zu prüfen, denn die photoelektrischen Wirkungen dieser Strahlen zeigen, daß sie auf die Molekel einen besonderen Einfluß ausüben, indem sie negative Elektronen aus den Molekeln frei lösen.

Andererseits ist es möglich, im Falle der Absorption ultravioletter Strahlen, mit einfacheren organischen Körpern zu arbeiten, als wenn es sich um das sichtbare Spektrum handelt. So sind z. B. die Verbindungen wie Zyanin, Jodeosin, Fuchsin usw. äußerst komplizierte Körper, während das Azeton $CH_3\cdot CO\cdot CH_3$, das Azetaldehyd, $CH_3\cdot COH$ und die Kohlenwasserstoffe, wie Azetylen, $CH\equiv CH$, relativ sehr einfach sind, leicht rein erhalten, und sowohl im flüssigen wie im dampfförmigen Zustande untersucht werden können. Aus diesen Gründen haben wir vorgezogen, die Absorption dieser Körper mit der Theorie zu vergleichen. —

Wir haben für die alkoholischen und wässerigen Lösungen des Azetons aus der Lage und Höhe des Absorptionsmaximums und einem Punkte auf der Kurve die Werte der Konstanten a, g^2 und λ_m, und darauf nach der Formel (2) die Absorptionskonstanten ε für verschiedene Wellenlängen berechnet.

In den Tabellen IV und V sind in der dritten Kolumne die auf diese Weise berechneten Werte zusammengestellt.

Tabelle IV.

Absorptionskonstanten des Azetons in Alkohol.

Formel von Ketteler-Helmholtz: $a = 2{,}57\cdot 10^6$; $g^2 = 1{,}630\cdot 10^5$; $\lambda_m = 2721$.

Exponentialformel: $\alpha = 1{,}42\cdot 10^{-2}$; $\beta = 1{,}525\cdot 10^{-4}$; $\nu_0 = 1109$.

λ	ε beobachtet	ε berechnet nach Ketteler-Helmholtz	ε berechnet nach der Exponentialformel
2288	1,4	2,42	0,037
2331	2,16	2,93	—
2382	3,5	3,72	—
2405	4,2	4,17	1,11
2488	7,0	6,41	—
2581	10,8	10,5	12,14
2648	14,0	14,0	14,84
2706 $= \lambda_\mu$	15,8	15,8	15,8
2770	14,0	14,9	13,98
2845	10,8	11,57	9,67
2981	5,5	6,25	—
3047	3,2	4,71	1,35
3120	1,4	3,57	0,48
3280	0,054	2,16	0,042

Wie man aus der Tabelle IV ersehen kann, stimmen die für die alkoholische Lösung zwischen 2382 und 2981 berechneten Werte gut mit den experimentellen überein. Für kürzere und längere Wellenlängen sind aber die Abweichungen groß.

Die Tabelle V zeigt, daß im Wasser die Übereinstimmung zwischen den theoretischen und beobachteten Werten in einem kleineren Bezirk, etwa zwischen 2539 und 2928, stattfindet.

Mit der Formel von Ketteler-Helmholtz kann also nicht die Absorptionskurve vollständig dargestellt werden, wenn man nur eine Art Elektronen annimmt. Es ist aber sicher, daß man bei der Annahme zweier oder mehrerer Arten von absorbierenden Elektronen λ_m, λ_m', λ_m'' .... nach der Summenformel

$$\varepsilon = \sum\frac{a\lambda^3}{(\lambda^2 - \lambda_m^2)^2 + g^2\lambda^2}$$

die Absorptionskurve gut darstellen könnte, so wie es z. B. A. Pflüger bei Zyanin mit Hilfe von sieben Arten Elektronen gelungen ist. Da-

1) Hesse, Wied. Ann. 11, 871, 1880; Pulfrich, Wied. Ann. 14, 177, 1881; Ketteler, Wied. Ann. 12, 481, 1881; A. Pflüger, Wied. Ann. 56, 412, 1895; 58, 670, 1896; 65, 173, 1898; Houstoun, Ann. d. Phys. 21, 535, 1906; Koenigsberger und Kilchling, Ann. d. Phys. 28, 889, 1909; 32, 843, 1910; Koenigsberger, diese Zeitschr. 12, 1, 1911; Fréedericksz, Ann. d. Phys. 34, 780, 1911; J. Becquerel, diese Zeitschr. 8, 929, 1907; 9, 94, 1908; Koenigsberger und Küpferer, diese Zeitschr. 11, 568, 1910; Ann. d. Phys. 37, 601, 1912; R. Ladenburg, diese Zeitschr. 12, 5, 1911.

Tabelle V.

Absorptionskonstanten des Azetons in Wasser.

Formel von Ketteler-Helmholtz: $a = 1{,}43 \cdot 10^6$; $g^2 = 7{,}8 \cdot 10^4$; $\lambda_m = 2655$.

Exponentialformel: $\alpha = 1{,}57 \cdot 10^{-2}$; $\beta = 1{,}18 \cdot 10^{-4}$; $\nu_0 = 1133$.

λ	ε beobachtet	ε berechnet nach Ketteler-Helmholtz	ε berechnet nach der Exponentialformel
2144	0,54	1,03	0,0053
2307	3,2	2,24	0,77
2398	7,0	3,8	3,82
2539	14,0	10,7	14,0
$2648 = \lambda_\mu$	17,8	18,3	17,8
2705	16,2	16,3	16,3
2815	10,8	8,4	9,87
2852	8,1	6,46	7,64
2928	4,04	4,1	4,08
2981	2,16	3,13	2,70
3001	1,62	2,84	1,96
3040	1,08	2,4	1,03

bei ist aber die Zahl der Konstanten dreimal größer als die Zahl der angenommenen Eigenfrequenzen.

Wenn man sich nun vorläufig mit den erhaltenen Resultaten begnügt, so kann man aus den Konstanten a, g^2 und λ_m die Zahl der in jedem Moment absorbierenden Elektronen berechnen.

Nach der in der Gleichung (3) angegebenen Drudeschen Formel und mit den für die alkoholische Lösung angenommenen Konstanten berechnet man:

$g' = 1{,}602 \cdot 10^{-4}$; $\lambda_m{}^2 = 7{,}403 \cdot 10^{-10}$ (cm^2), und da für das Azeton ϱ (Dichte) $= 0{,}8$; M (Molekulargewicht) $= 58$, so erhält man

$$p \frac{e}{m} = 5{,}103 \cdot 10^5 .$$

Wenn man nun für $\frac{e}{m}$ den Wert $1{,}8 \cdot 10^7$ annimmt, so ist $p = 0{,}028$.

Also die Anzahl der in jedem Moment absorbierenden Elektronen ist viel geringer als diejenige der Molekel, es ist in jedem Augenblick unter 36 nur eine Molekel, die an der Absorption teilnimmt. — Dieses Resultat steht in vollem Einklang mit den Beobachtungen von Hello[1]), Geiger[2]), J. Becquerel[3]), Ladenburg und Loria[4]) und besonders von Koenigsberger[5]), der angibt, daß z. B. beim Kaliumpermanganat auf je 500 Moleküle in jedem Augenblick nur ein absorbierendes Elektron vorhanden ist.

1) Hello, Arch. néerl. **10**, 148, 1905.
2) Geiger, Ann. d. Phys. **23**, 790, 1907.
3) J. Becquerel, diese Zeitschr. **8**, 929, 1907 und 9, 94, 1908.
4) Ladenburg und Loria, diese Zeitschr. **9**, 875, 1908.
5) Koenigsberger, diese Zeitschr. **12**, 1, 1911.

2. Bei der Anwendung der Formel von Ketteler-Helmholtz-Reiff-Drude auf Lösungen geht man von der Hypothese aus, daß die Absorption durch eine einzige Art Elektronen oder durch eine geringe Anzahl derselben bewirkt wird. Mit dieser Hypothese kann man aber nicht erklären, warum ein und derselbe Körper im flüssigen Zustande nur ein breites Absorptionsband besitzt, dagegen in Dampfform eine sehr große Anzahl schmaler Banden zeigt, die ungefähr dieselbe Lage im Spektrum wie das breite Absorptionsband einnehmen. Dies findet z. B. bei Jod, Brom, Benzol und seinen Derivaten, bei Azetylen usw. statt.

Unserer Ansicht nach ist es richtiger, anzunehmen, daß jedes Absorptionsband der Lösungen aus der Verschmelzung einer sehr großen Anzahl einzelner Bänder entsteht. Bei der Berechnung einer Absorptionskurve müßte man also eine sehr große Anzahl Eigenfrequenzen von Elektronen annehmen. Dabei muß es nun dahingestellt bleiben, ob es ganz verschiedene Elektronen sind, die diese Eigenfrequenzen besitzen, oder ob vielleicht ein und dasselbe Elektron eine Reihe verschiedener Frequenzen annehmen kann, daß also die Frequenz der Elektronen nicht als eine unvariable, sondern als eine veränderliche Größe anzusehen ist. Diese letzte Hypothese könnte wohl angenommen werden in den Fällen, wo die Moleküle aus mehreren verschiedenen Atomen zusammengesetzt sind. —

Auf die weitere Frage, welchen Gesetzen diese Variabilität der Eigenfrequenz unterworfen ist, können wir zurzeit keine Antwort geben. Wir wollen aber eine ganz vorläufige Hypothese aufstellen, nämlich, daß die Frequenzen eines und desselben Elektrons von einem mittleren Werte ν_0 abweichen können, und daß sie nach dem Gaußschen Fehlergesetz verteilt sind.

Wenn man nun annimmt, daß der Absorptionsindex für die Frequenz ν proportional ist der Zahl der in jedem Augenblick vorhandenen Elektronen von dieser Frequenz, so erhält man für die Absorptionskonstante den Ausdruck:

$$\varepsilon = \alpha \cdot \nu \cdot e^{-\beta (\nu - \nu_0)^2}, \qquad (4)$$

wo ν_0 die Frequenz des Maximums der Absorption ist; α ist proportional der Höhe des Absorptionsmaximums: $\alpha = \frac{\varepsilon_\mu}{\nu_0}$, und β die Breite des Absorptionsbandes, also physikalisch nach der angenommenen Hypothese die Variabilität der Frequenz bezeichnet.

Wir haben die experimentellen Resultate

nach dieser Formel (4) berechnet. Aus dem Maximum und einem Punkte auf der Kurve finden wir für die alkoholische Lösung des Azetons: $\alpha = 1{,}42 \cdot 10^{-2}$; $\beta = 1{,}525 \cdot 10^{-4}$; $\nu_0 = 1109$ und für die wässerige Lösung: $\alpha = 1{,}57 \cdot 10^{-2}$; $\beta = 1{,}18 \cdot 10^{-4}$; $\nu_0 = 1133$.

Die so berechneten Werte der Absorptionskonstante sind in den Tabellen IV und V in der vierten Kolumne angegeben. Sie stimmen mit den experimentellen in Alkohol zwischen 2581 und 2981 und in Wasser zwischen 2539 und 3040 ziemlich gut überein. Für die weit vom Maximum liegenden Wellenlängen sind dagegen die berechneten Werte sehr abweichend von den beobachteten.

Im allgemeinen kann man also sagen, daß die Exponentialformel (4) mit ungefähr derselben Annäherung die experimentellen Resultate repräsentiert, wie die Formel von Ketteler-Helmholtz.

Auch in anderen Fällen, und zwar wo die Kettelersche Formel mit einer Eigenfrequenz nicht angewandt werden kann, haben wir dieselbe Exponentialformel benutzt. Das betrifft z. B. die Säuren, wie Essigsäure, Ameisensäure, Propionsäure, die sowohl in wässeriger wie auch in alkoholischer Lösung eine allmählich von $\lambda = 2500$ bis 2144 zunehmende Absorption zeigen. Wenn man z. B. für die Essigsäure aus den experimentellen Resultaten die Konstanten λ_m, a und g^2 berechnet, so findet man $g^2 = -349 \cdot 10^3$, was physikalisch unmöglich ist. Dagegen gibt die Exponentialformel bei $\alpha = 6{,}4 \cdot 10^{-2}$, $\beta = 8{,}45 \cdot 10^{-5}$ und $\nu_0 = 1485$ eine Kurve, die mit der beobachteten sehr gut übereinstimmt, wie man es aus der folgenden Tabelle leicht ersehen kann. —

Tabelle VI.

Molekulare Absorptionskonstanten der Essigsäure in Wasser.

λ	ε beobachtet	ε berechnet
2195	27	27
2265	9,3	9,5
2313	4,2	4,2
2329	3,2	3,11
2338	2,8	2,62
2348	2,16	2,19
2366	1,62	1,52
2375	1,4	1,26
2382	1,08	1,08
2405	0,54	0,68

Desgleichen kann auch die Exponentialformel ganz bequem in den Fällen der Absorption mit mehreren Absorptionsbändern angewandt werden.

Als Beispiel möge das Azetaldehyd $CH_3 \cdot C\begin{matrix}O\\ \diagdown\\ \diagup\\ H\end{matrix}$ dienen. Es besitzt das erste Band bei 2765 und zeigt nach einem Minimum bei $\lambda = 2329$ eine wieder mehr und mehr steigende Absorption.

Hier kann man die Absorptionskurve mit zwei optimalen Frequenzen ν_0 und ν_0' und mit den Konstanten α und α', β und β' ausrechnen. Die für sie erhaltenen Werte sind die folgenden:

$\nu_0 = 1085$, $\alpha = 5{,}85 \cdot 10^{-3}$, $\beta = 1{,}23 \cdot 10^{-4}$,
$\nu_0' = 1417$, $\alpha' = 1{,}05 \cdot 10^{-2}$, $\beta' = 1{,}87 \cdot 10^{-4}$.

Die mit Hilfe dieser Werte berechneten molekularen Absorptionskonstanten des Azetaldehyds in Wasser sind in der Tabelle VII zusammengestellt.

Tabelle VII.

Molekulare Absorptionskonstanten des Azetaldehyds in Wasser.

λ	ε' beobachtet	ε' berechnet	λ	ε beobachtet	ε berechnet
2195	9	9	2393	1,30	0,22
2240	4,3	4,3	2460	1,8	0,78
2265	2,7	2,8	2480	2,16	1,04
2288	1,3	1,7	2525	2,75	1,9
2307	1 2	1,07	2550	3,6	2,85
2329	0,98	0,61	2620	4,3	4,3
2375	1,08	0,16	2630	4,6	4,54
			2684	5,4	5,72
			2703	5,4	—
			2892	5,2	4,57
			2926	4,4	3,85
			2981	3,6	2,73
			3001	2,8	2,41
			3047	2,3	1,68
			3079	1,4	1,32
			3100	1,3	1,05
			3140	0,70	0,70
			3200	0,27	0,37

Die Hypothese der variablen Frequenz der Elektronen in den Molekülen organischer Körper muß gewiß noch mit anderem Beobachtungsmaterial geprüft und kritisiert werden. Wenn sie weiterhin in der oben angegebenen Form nicht behalten werden kann, so bleibt doch die Tatsache fest, daß für eine ganze Reihe verschiedener organischer Verbindungen die Exponentialformel (4) den Verlauf der Absorptionskurve im Ultraviolett mit ziemlich guter Übereinstimmung mit dem Experiment darstellen kann. Die Exponentialformel läßt sich auch viel leichter als die Ketteler-Helmholtzsche berechnen und sie erlaubt, sehr bequem die Absorption verschiedener Körper miteinander quantitativ zu vergleichen, indem man die Werte der drei charakteristischen Konstanten angibt. —

Zusammenfassung.

1. Das Azeton besitzt im Ultraviolett nur ein Absorptionsband, dessen Maximum in al-

koholischer Lösung bei $\lambda = 2706$ und in wässeriger Lösung bei $\lambda = 2648$ liegt.

Weder für kürzere noch für längere Wellenlängen beobachtet man ein Ansteigen der Absorption.

2. Die Formel von Ketteler-Helmholtz mit der Annahme einer einzigen Art von Elektronen erlaubt ziemlich gut die Absorptionskurve in einem Bereich von etwa 500 A.-E. darzustellen. Dabei ist die Zahl der absorbierenden Elektronen gleich $^1/_{36}$ der Zahl der Moleküle des Azetons.

3. Auf Grund der Hypothese, daß in den Molekeln organischer Körper die Frequenzen der Elektronen variabel sind und sich nach dem Gaußschen Gesetz verteilen, kann man für die Absorption eine Exponentialformel aufstellen, die sich in sehr vielen Fällen gut bewährt. Falls diese Hypothese mit der Zeit verlassen werden sollte, ist die Exponentialformel als eine bequeme empirische Absorptionsformel aufzufassen.

Paris, Sorbonne, März 1913.

(Eingegangen 24. März 1913.)

Laboratoriums-Galvanometer.

Von F. Paschen.

I. Das astatische Galvanometer.

Das astatische (Thomson-)Galvanometer wurde von mir[1]) für Strahlungsmessungen im Laufe der Zeit so weit ausgebildet, daß es eine Normalempfindlichkeit $S = 15000$ (reduziert auf 10^{-6} Amp., 10 Sekunden Schwingungsdauer, 1 Ω Widerstand, 2 m Skalenabstand) besitzt. Zunächst war die Empfindlichkeit $S = 8000$ (mit gedämpfter Schwingungsdauer berechnet) erreicht[2]). Durch systematische Versuche über die Magnetisierung kurzer dünner Stahllamellen fand ich vor einem Jahre eine besonders günstige Stahlsorte, von welcher ein 5 mm langer Magnet pro 1 g das magnetische Moment 29 C.G.S. hatte. Magnete aus Wolframmagnetstahl, welche bei 5 mm Länge im Verhältnis 66/82 schwächer sind als meine neuen, sind bei 1,5 mm Länge nur noch halb so kräftig. Hierbei sind Magnete gleicher Länge, Masse, Breite (0,275 mm) und Dicke (0,04 mm) an einem kleinen Magnetometer verglichen.

Ein System aus den neuen Magneten erfuhr wegen seiner hohen magnetischen Momente eine sehr starke elektromagnetische Dämpfung, wenn die Galvanometerrollen von 10 Ω durch ein Bolometer von 10 Ω geschlossen waren. Schon eine gedämpfte Schwingungsdauer von sechs Sekunden war aperiodisch. Weitere Astasierung war daher unmöglich. Zur vollen Ausnutzung der Galvanometerempfindlichkeit war die Beseitigung der erheblichen Luftdämpfung angezeigt. Das äußere Gehäuse wurde ein Glasrezipient, das Rollenbrett ein Luftpumpenteller aus Messing, durch den die Zuleitungen mittels eingepreßter Hartgummistopfen geführt wurden. Ein in den Teller gelötetes Metallrohr führte mit Siegellackkittung zu einem Glasrohr, einem Hahn, einem Kohlebehälter, einem zweiten Hahn und zur Quecksilber-Gaedepumpe. Nachdem der Rezipient acht Tage lang ausgepumpt war, konnte die Gaedepumpe abgeschnitten werden. Das Vakuum hielt sich dann wochenlang genügend. Zum Regenerieren setzte man den natürlich auch evakuierten Kohlebehälter in flüssige Luft und öffnete zehn Minuten lang den Hahn zum Rezipient. Dies wird jetzt nach einem halben Jahre immer seltener nötig.

Im Vakuum wurde die Empfindlichkeit $S = 15000$ erreicht, die bei großem Widerstand im Kreise einer nur wenig gedämpften Schwingung entspricht. Es wurde zum Beispiel beobachtet:

T_{sec}	Λ	$S_{ged.}$	$S_{unged.}$	$\tau_{unged.}$	S_1
6,46	0,670	15210	15900	6,31	22200
7,70	0,763	15300	16220	7,48	21540

T = beobachtete (gedämpfte) Schwingungsdauer, Λ beobachtetes logarithmisches Dekrement der Schwingungen, τ ungedämpfte, mittels T und Λ berechnete Schwingungsdauer, „S ged." Normalempfindlichkeit berechnet mit T, „S unged." Normalempfindlichkeit berechnet mit τ, S_1 Normalempfindlichkeit des ersten Ausschlags berechnet mit T.

Dieses Galvanometer in dieser Anordnung benutze ich jetzt für feine Strahlungsversuche und beobachte stets den ersten Ausschlag, arbeite also mit einer tatsächlichen Normalempfindlichkeit von 22000.

Die viel verbreitete Meinung, als litten die feinen Systeme sehr unter Erschütterungen, ist nur für mangelhaft zentrierte Magnetsysteme gültig. Mit einem geraden Glasfaden gelingt es stets, den Quarzfaden an eine solche Stelle zu kitten, daß das System unter Erschütterungen nicht mehr leidet. Dann ist der Aufhängefaden

1) Beschreibung des Prinzips und ersten Modells: Zeitschr. f. Instrumentenk. 1893, S. 13, und Wied. Ann. **48**, 272, 1893; Verbesserungen: Wied. Ann. **50**, 415, 1893.

2) Ann. d. Phys. **33**, 738, 1910. Dies Galvanometer fertigt ungefähr nach meinen Modellen die Cambridge Scientific Instrument Comp., in deren Prospekt es abgebildet ist.

die Fortsetzung einer der Hauptträgheitsachsen. Tatsächlich sind hier drei meiner Galvanometer dauernd im Gebrauch, von denen keines eines Schutzes gegen Erschütterungen (Juliussche Aufhängung) bedarf. Das Vakuumgalvanometer würde unbrauchbar sein, wenn das System nicht erschütterungsfrei wäre.

II. Das Eisengalvanometer.

Gebraucht man nicht die höchste Empfindlichkeit, so wäre es am rationellsten, das hochempfindliche Galvanometer beizubehalten und die Astasierung entsprechend zu verringern, d. h. das äußere Feld zu steigern. Man würde dann mit einer sehr kurzen Schwingungsdauer, also sehr schnell und exakt arbeiten können. Aber bei geringem Anspruch an Empfindlichkeit braucht man nicht die Nachteile in Kauf zu nehmen, die das hochempfindliche Galvanometer nun einmal hat. Das ist erstens der kleine Spiegel, die Grundlage der Empfindlichkeitssteigerung, und zweitens die Umständlichkeit in der Aufstellung, Justierung und Astasierung eines astatischen Instruments. Dazu kommt drittens, daß es schwer ist, das astatische System bei z. B. 10mal kleinerer Schwingungsdauer, also 100mal größerer Direktionskraft, noch genügend zu dämpfen.

Man kommt zur Konstruktion eines anderen Typs, der noch eine hohe Empfindlichkeit zuläßt, aber zugleich auch sehr schnell den Übergang zu einer geringeren Empfindlichkeit bei kleiner Schwingungsdauer für schnelles Arbeiten gestattet. Die Dämpfung ist variabel und stets so zu bemessen, daß nur ein Umkehrpunkt erfolgt. Dies ist bei einer Schwingungsdauer von neun Sekunden, aber auch bei einer solchen von einer Sekunde leicht zu bewerkstelligen. Die Ausarbeitung dieses Galvanometertyps begann vor 16 Jahren und hat allmählich ein Instrument von äußerster Einfachheit der Konstruktion und des Gebrauchs ergeben, welches von mir fast für alle Zwecke der wissenschaftlichen Arbeit oder der Demonstration benutzt wird. Ich beschreibe das letzte Instrument.

Ein runder Spiegel von 6 mm Durchmesser und 0,2 mm Dicke trägt hinten drei kurze Magnetchen und hängt an einem 2 mm langen[1]) Quarzfaden in einem kupfernen zylinderförmigen Raume, dessen Hinterwand ein beweglicher Kupferdämpfer ist. Vorn ist das Spiegelgehäuse durch eine Glasplatte geschlossen. Wird der Kupferdämpfer bis zum Anschlag eingeschoben, so ist der Spiegel zum Transport arretiert. Er wird hierbei gerade noch nicht geklemmt. Aber sein Bewegungsraum ist eng. Er kann nicht mehr solche Bewegungsgeschwindigkeiten erreichen, daß ein zum Zerreißen des Fadens genügender Stoß zustande kommt. Dadurch, daß der Dämpfer mehr oder weniger herausgezogen wird, ist jede gewünschte Dämpfung einstellbar. Das Spiegelgehäuse paßt in eine Galvanometerrolle, so daß die Magnete in deren Mitte hängen. Die Rolle wird in einen dickwandigen, hohlen

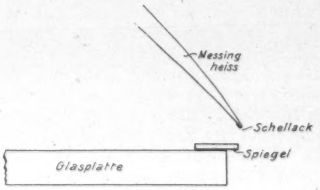


Fig. 1.

Eisenzylinder eingeschoben, der einen wirksamen Schutz vor magnetischen Störungen gibt. Hinten schließt ein Eisendeckel den Hohlraum ab. Durch ihn geht eine Führung, mit der ein

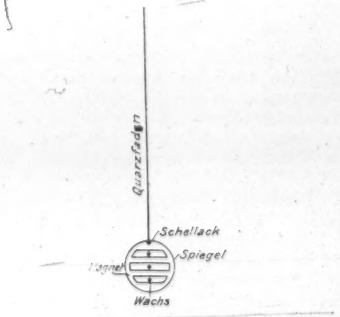


Fig. 2.

Richt- oder Astasierungsmagnet genähert und gedreht werden kann. Vorn ist der Eisenzylinder offen. Hier trägt er einen zweiten Magneten, der ebenfalls genähert und roh oder fein gedreht werden kann. Der Eisenzylinder ist drehbar auf einem Dreifuß. Das letzte Instrument wurde z. B. leicht bis zu einer gedämpften Schwingung von acht Sekunden mit einem Umkehrpunkt astasiert. Die Empfindlichkeit betrug dann etwa 2×10^{-10} Amp./mm in

1) Selbst bei einer Schwingungsdauer von neun Sekunden ist die Direktionskraft immer noch hauptsächlich die magnetische.

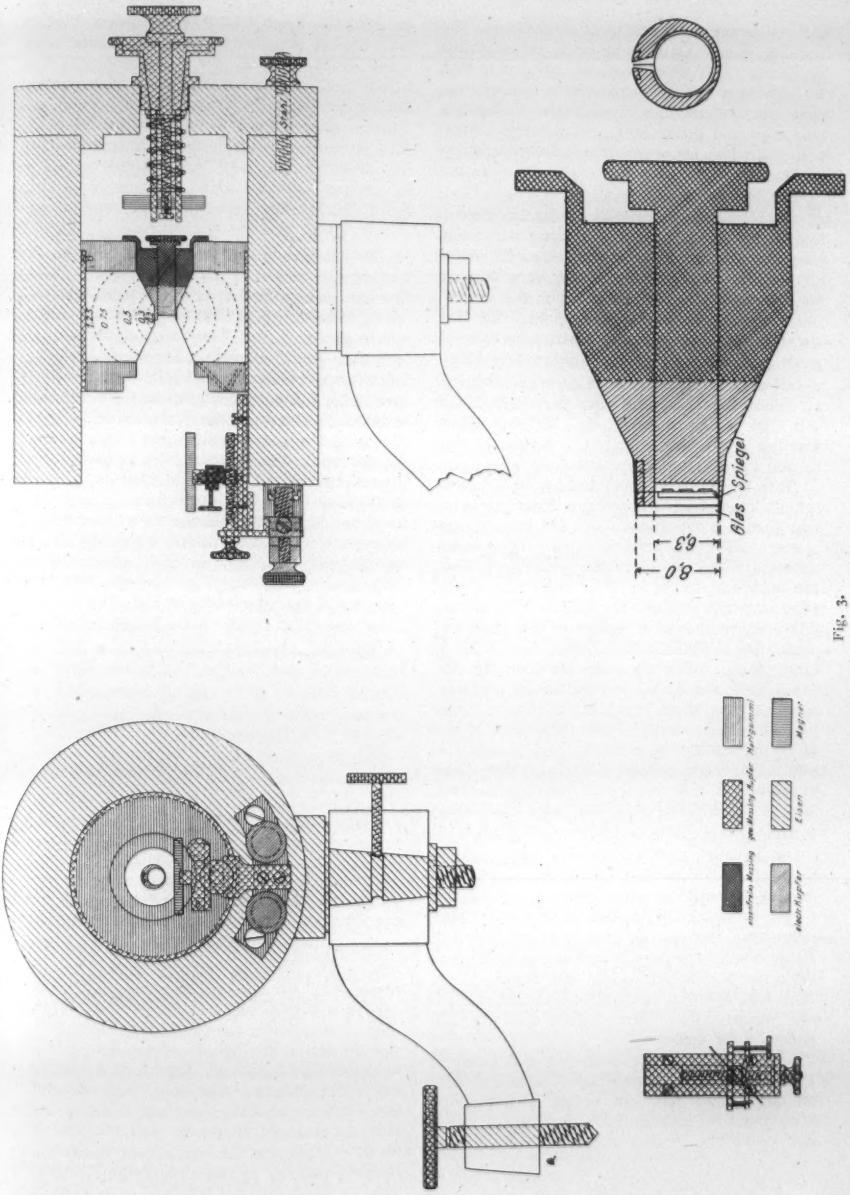


Fig. 3.

2 m Skalenabstand bei 17 Ω Widerstand. Es war bei dieser Astasierung noch einigermaßen geschützt. Das Instrument ist aber eigentlich für geringere Empfindlichkeiten nützlicher, weil man auch dann fast aperiodische Dämpfung herstellen und daher sehr schnell arbeiten kann und außerdem bei geringerer Astasierung einen wirksameren Schutz des Eisenmantels vor magnetischen Störungen hat.

Die Normalempfindlichkeit (definiert wie oben) beträgt bei 6 mm Spiegeldurchmesser etwa 1200, berechnet mit ungedämpfter (berechneter) Schwingungsdauer, und sinkt rasch mit Vergrößerung des Spiegels. Da man aber bei 6 mm in 6 m Skalenentfernung noch gut arbeiten kann, hat ein größerer Spiegel, abgesehen von Demonstrationsversuchen, eigentlich keinen Zweck.

Obwohl der Faden im Laboratorium nicht zu reißen braucht, sollte man doch in der Lage sein, ihn selber zu ersetzen. Es wird daher hier kurz die Montierung des Magnetspiegels beschrieben:

Der Spiegel wird am Rande mit einer Spur Schellack versehen (Manipulation Fig. 1). Danach lege man ihn (Rückseite oben) auf eine Spiegelplatte, und einen dünnen 2—4 μ Quarzfaden daneben. Man erwärme das spitze Ende eines Messingstreifens, bis es in Schellack einschmilzt. Man tupfe das Fadenende mit der schellackierten Spitze auf und lege es radial auf den Schellackpunkt des Spiegelrandes. Der Spiegel leidet in keiner Weise, wenn man nur den Rand berührt. Man richte den Faden so, daß er die Verlängerung eines größten Spiegeldurchmessers bildet (radial). Man versehe jeden Magneten in der Mitte mit einer Spur Wachs und drücke ihn sehr leicht auf den Spiegel (Fig. 2). Wenn jeder Magnet nur mit einem punktförmigen Stück Wachs befestigt ist, wird der Spiegel selbst bei 0,2 mm Dicke nicht verzerrt.

Man lege das Spiegelgehäuse mit eingeschobenem Dämpfer auf den Rücken und den Spiegel (Magnete unten) in seine Höhlung, so daß der Faden in seiner schellackierten Nute liegt. Man richte den Spiegel symmetrisch zur Höhlung, richte den Faden gerade und schmelze ihn mit erhitztem Messingstreifen in den Schellack ein. Man lege das Glas auf und schmelze es ringsum mit Wachs[1]) fest. Nun schiebt man das Gehäuse in die Rolle.

Zum Aufstellen hat man nur den Dämpfer zurückzuziehen (mit einer langen Pinzette). Dann ist der Spiegel frei. In einem Luftraum von etwa 3 mm Dicke lassen sich verschiedene Grade der Dämpfung auch durch Neigen des ganzen Instruments herstellen, was besonders bequem ist. Gleiche Ausschläge nach rechts und links, sowie Proportionalität der Ausschläge mit dem Strom sind stets von selbst vorhanden, da bei der beschriebenen Montierung eine Drillung des Fadens ausgeschlossen und das magnetische Feld immer symmetrisch zum Magnetsystem ist. Die Zeichnung ist eine Werkstatt-Arbeitsskizze in halber Größe. Das Spiegelgehäuse mit Spiegel in Arbeitsanordnung ist nochmal in zweifacher Größe gezeichnet.

Im hiesigen Institut wird das Instrument für alle Zwecke verwandt, für die man sonst wohl Du-Bois-Rubenssche oder Deprez-Galvanometer benutzt. Besonders als Demonstrationsgalvanometer in der Vorlesung eignet es sich, weil man es schnell jedem Zwecke in bezug auf Dämpfung und Empfindlichkeit anpassen kann, und weil die Demonstrationen mit ihm schneller erfolgen als mit langsam schwingenden Galvanometern. Ein Instrument mit 25 mm großem Spiegel und verschiedenen Serien- und Nebenschlußwiderständen dient im Hörsaal in fester Aufstellung als Präzisions-Amperemeter mit variablem Meßbereich für Ströme von 10^{-8} Amp. bis zu 100 Amp. Ein zweites ist als Präzisions-Voltmeter im Hörsaal dauernd aufgestellt für Spannungen von 10^{-5} Volt bis 200 Volt. Bei beiden wird ein Nernststift mit Hilfe einer billigen Linse auf einer festen Skala abgebildet.

Herr W. Gerlach hat die Konstanz des Nullpunktes und der Empfindlichkeit sowie die Störungsfreiheit dieser Instrumente selbst bei maximaler Empfindlichkeit als genügend für absolute Strahlungsmessungen befunden.

(Eingegangen 15. April 1913.)

1) Zur bequemen Reinigung.

Verhalten des Quecksilberlichtbogens und des Quecksilbergleichrichters bei schnellen Schwingungen.

(Mitteilung aus dem Institut für angewandte Elektrizität der Universität Göttingen.)

Von Hans Busch.

Gelegentlich anderer Experimente mit Poulsen-Schwingungen habe ich einige Versuche mit dem Quecksilber-Vakuumlichtbogen angestellt. Zweck der Versuche war, festzustellen, ob der Quecksilberlichtbogen sich bei Wechselströmen von der in der drahtlosen Telegraphie üblichen Frequenz (100000 bis 300000 Perioden

pro Sek.) wesentlich anders verhält als bei langsamem Wechselstrom.

1. Anordnung zur Erzeugung der Schwingungen (Fig. 1, rechts). Als Wechselstromquelle diente eine Poulsen-Bogenlampe P von der C. Lorenz-A.-G., bei der ein Kohle-Kupfer-Lichtbogen in einer Leuchtgasatmosphäre brennt; der Bogen befindet sich in einem starken transversalen Magnetfelde, das von zwei von dem die Lampe speisenden Gleichstrom erregten Elektromagneten erzeugt wird, wie in Fig. 1 angedeutet. Die Lampe wurde mit 440 Volt, 10—15 Amp. Gleichstrom bei 16—20 Ω Vorschaltwiderstand betrieben und lieferte sehr intensive, regelmäßige Schwingungen; dem Schwingungskreise konnte eine Leistung von mehr als 1 Kilowatt entnommen werden; eine mit den Schwingungen erregte, rotierende Geißlerröhre erschien als gleichmäßig helle Fläche, ein Zeichen, daß die Schwingungen absolut kontinuierlich waren. Der Schwingungskreis bestand aus einem Öldrehkondensator C_1 von max. 0,006 Mikrofarad und verschiedenen Selbstinduktionen L_1 von 1 bis $5 \cdot 10^{-4}$ Henry; zum Schutze des Ölkondensators war eine Glasplattenkapazität B von ca. 0,2 Mikrofarad mit in den Kreis eingeschaltet. Es ließen sich so Schwingungen von einer Wellenlänge von 600 bis 3000 m herstellen, entsprechend einer Frequenz von 100000 bis 500000 Perioden pro Sek.

Die Schwingungsenergie wurde auf induktivem Wege auf die Quecksilberlampe übertragen, entweder dadurch, daß in die Nähe der Spule L_1 des Schwingungskreises eine andere mit dem Lampenkreis verbundene Spule gebracht wurde, oder durch Abzweigung über einem Teile von L_1.

2. Verhalten des Quecksilberlichtbogens. Ein Lichtbogen kann bekanntlich nur bestehen, wenn ein weißglühender, negativer Krater vorhanden ist. Mit technischem Wechselstrom ist aus diesem Grunde ein Lichtbogen zwischen Metallelektroden bei Niederspannung nicht zu erhalten (ein Quecksilber-Vakuumlichtbogen auch bei sehr hohen Spannungen nicht), weil jede Elektrode nur während der Hälfte einer Periode Kathode ist und die Kraterstelle sich während der anderen Periodenhälfte so weit abkühlt, daß in der folgenden Halbperiode eine Zündung nicht mehr eintritt. Man nimmt nun gewöhnlich an — und diese Annahme erscheint durch die weitgehende experimentelle Bestätigung der auf sie gegründeten Simonschen Lichtbogentheorie[1]) durchaus gerechtfertigt —, daß das Vorhandensein eines weißglühenden negativen Kraters nicht nur notwendige, sondern auch hinreichende Bedingung dafür ist, daß der Bogen bei Spannungen von der Größenordnung, wie wir sie im stationären Lichtbogen beobachten, zündet. Ist diese Anschauung richtig, so muß sich ein Wechselstromlichtbogen zwischen Metallelektroden ermöglichen lassen, wenn man die Frequenz genügend hoch nimmt, nämlich so hoch, daß die zur Abkühlung des negativen Kraters verfügbare Zeit, d. i. die halbe Periodendauer, nicht ausreicht, um die Krateransatzstelle merklich abzukühlen. Mit anderen Worten: Die thermische Trägheit muß bei hinreichend hoher Frequenz den elektrischen Zustand des negativen Kraters auch während der positiven Halbperiode aufrecht erhalten, sie muß also eine Trägheit des elektrischen Zustands des Bogens zur Folge haben.

Zunächst wurde festgestellt, daß bei den hier verwendeten Frequenzen (bis 500000 Perioden pro Sek.) und Spannungen (bis ca. 500 Volt) ein Wechselstromlichtbogen zwischen Quecksilberelektroden im Vakuum sich nicht herstellen läßt.

Um festzustellen, inwieweit hier überhaupt Trägheitserscheinungen auftreten, wurde ein Quecksilberlichtbogen mit Gleichstrom erzeugt und über diesen Gleichstrom schnelle Schwingungen übergelagert. Die verwendete Schaltung zeigt Fig. 1:

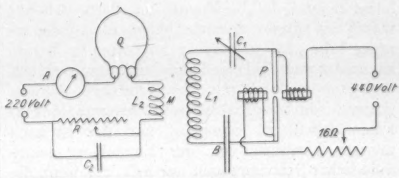


Fig. 1.

Die Quecksilberlampe Q wurde von 220 Volt unter Vorschaltung des Widerstandes R und des Hitzdrahtstrommessers A betrieben; R war durch eine Kapazität C_2 überbrückt, um den Wechselstrom ungehindert durchzulassen. Die Schwingungen wurden auf den Kreis der Quecksilberlampe übertragen durch gegenseitige Induktion zwischen der Spule L_2 und der Selbstinduktion L_1 des Schwingungskreises der Poulsenlampe, zwei Flachspulen, die aufeinander verschoben werden konnten, so daß ihr gegenseitiger Induktionskoeffizient M und damit die Wechsel-

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905; D. Roschansky, diese Zeitschr. **9**, 635, 1908.

spannung im Lampenkreise zwischen dem Werte Null und einem genügend großen Betrage stetig verändert werden konnte. Der Versuch wurde nun in folgender Weise angestellt: Q wurde gezündet, während M null war, so daß in der Lampe zunächst ein reiner Gleichstrom floß; die Stromstärke war etwas größer als die zum Betrieb des Bogens erforderliche „Minimalstromstärke“[1]). Dann wurde, unter dauernder Beobachtung des Hitzdrahtstrommessers, M allmählich vergrößert; dabei stieg, wie es sein muß, der Effektivstrom im Bogen; sobald aber diese Stromerhöhung eben merklich wurde, erlosch der Bogen, und zwar in gleicher Weise bei den langsamsten, wie bei den schnellsten der verwendeten Frequenzen. Die beobachtete Erhöhung des Effektivstroms kann etwa 2 Proz. betragen haben; das würde einer Amplitude des Wechselstroms von 20 Proz. der Gleichstromstärke entsprechen. Von der gleichen Größenordnung war aber auch der Betrag, um den man den Gleichstrom schwächen mußte, um ohne übergelagerte Schwingungen den Bogen zum Erlöschen zu bringen. Das heißt: Die Minimalstromstärke, bei der der Bogen erlischt, ist stets annähernd die gleiche, gleichgültig, ob diese Stromstärke längere Zeit oder nur einen ganz kurzen Augenblick (in unserem Falle etwa 10^{-6} Sek.) besteht. Bei den hier verwendeten Frequenzen treten also noch keine merklichen Trägheitserscheinungen auf. Dieses Ergebnis ist im Einklang mit Beobachtungen von Stschodro[2]), Wagner[3]) und Roschansky[4]) an andereren Metallichtbögen; letzterer fand, daß bei Frequenzen, die noch höher waren, als wir sie verwendet haben, die Zündspannung sehr groß gegenüber der normalen Bogenspannung war; die beiden anderen Autoren zeigten, daß es möglich ist, mit Metallichtbögen Schwingungen von 1000 mal höherer Frequenz (Hertzsche Wellen) zu erzeugen, und das ist nach unserer Kenntnis von der Entstehung kontinuierlicher Schwingungen nur möglich, wenn die Trägheitserscheinungen (die „Lichtbogenhysteresis“) gering sind. Andererseits steht unser Ergebnis im Widerspruch mit der eingangs erwähnten üblichen Auffassung des Lichtbogens, nach der die Temperatur des negativen Kraters die für den Entladungsvorgang wesentliche Größe ist. Denn berechnet man nach den Gesetzen der Wärmeleitung die den Pulsationen der zugeführten Wärmeenergie $I \cdot e$ (I ist der Strom, e der annähernd konstante Kathodenfall) entsprechende Temperaturschwankung des Kraters, so kommt heraus[1]), daß diese bei der hier

1) Wegen des Kondensators C_2 liegt diese Minimalstromstärke wesentlich höher als gewöhnlich, nämlich so hoch, daß die Charakteristik des Bogens nicht mehr abfällt, weil sonst ein stabiler Betrieb unmöglich ist, wie eine einfache Betrachtung zeigt.

2) N. Stschodro, Ann. d. Phys. (4) **27**, 225, 1908.

3) K. W. Wagner, Elektrotechn. Zeitschr. **30**, 631, 1909.

4) D. Roschansky, Ann. d. Phys. (4) **36**, 281, 1911.

1) Diese Rechnung gestaltet sich etwa wie folgt: Wir nehmen der Einfachheit halber kugelige Symmetrie an, d. h. wir ersetzen die ebene Kraterfläche durch eine kleine, halbkugelförmige Vertiefung. Dann ist eine brauchbare Lösung der Wärmeleitungsgleichung:

$$T = \frac{C}{r}\left\{1 + Ae^{-\gamma r}\sin(\omega t - \gamma r)\right\};$$

darin ist
T der Temperaturüberschuß über die Umgebung,
t die Zeit,
r die Entfernung vom Kratermittelpunkt,
ω die Periodenzahl des Wechselstroms in 2π Sek.,
C und A Konstanten,

$$\gamma = \sqrt{\frac{\omega c s}{2\sigma}},$$

$c = 0{,}033$ die spezifische Wärme
$s = 13{,}6$ das spezifische Gewicht } des Quecksilbers.
$\sigma = 0{,}019$ das Wärmeleitvermögen

Streng genommen gilt die Gleichung nur für eine unendlich große Kugel; mit Annäherung gilt sie aber auch bei einer endlichen Kugel bzw. Halbkugel, wenn nur der Kraterradius klein gegen den Radius der äußeren Oberfläche ist, und das ist hier der Fall.

Die im Krater erzeugte Wärme $W = I \cdot e$ wird in zweierlei Weise fortgeschafft: Ein Teil, W', geht durch Leitung fort; sein Betrag ist

$$W' = -2\pi R^2 \sigma \left(\frac{\partial T}{\partial r}\right)_R =$$

$$= W_0'\left\{1 + Ae^{-\gamma R}\sqrt{(\gamma R)^2 + (1+\gamma R)^2}\sin(\omega t - \gamma R + \varphi)\right\},$$

wobei

$$W_0' = 2\pi\sigma C$$

und

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{\gamma R}{1+\gamma R}$$

gesetzt ist und R den Radius der Kraterhalbkugel bedeutet. Der andere Teil geht als Verdampfungswärme fort und kann proportional zu T angenommen werden:

$$W'' = KT = W_0''\left\{1 + Ae^{-\gamma R}\sin(\omega t - \gamma R)\right\};$$

K und $W_0'' = \frac{KC}{R}$ sind Konstanten.

Somit ergibt sich die gesamte, pro Zeiteinheit umgesetzte Wärmemenge mit genügender Annäherung zu

$$W = W' + W'' = (W_0' + W_0'')\left\{1 + \frac{W_0'}{W_0' + W_0''}Ae^{-\gamma R}\sqrt{(\gamma R)^2 + (1+\gamma R)^2}\sin(\omega t - \gamma R + \varphi)\right\}$$

unter der Voraussetzung, daß $W_0'\sqrt{(\gamma R)^2 + (1+\gamma R)^2}$ groß ist gegen W_0'', die, wie wir gleich sehen werden, hier sicher erfüllt ist. Die relative Amplitude des wechselnden Anteils des Wärmestroms W (gemessen als Bruchteil des übergelagerten konstanten Wärmestroms $W_0 = W_0' + W_0''$) ist also

$$\frac{\Delta W}{W_0} = Ae^{-\gamma R}\frac{W_0'}{W_0' + W_0''}\sqrt{(\gamma R) + (1+\gamma R)^2} =$$

$$= \sim Ae^{-\gamma R}\frac{W_0'}{W_0' + W_0''}\gamma R\cdot\sqrt{2},$$

während die relative Amplitude der Temperaturschwankung den Betrag

$$\frac{\Delta T}{T_0} = Ae^{-\gamma R}$$

besitzt. Das heißt, die relative Temperaturschwankung

verwendeten schnellsten Schwingung nur etwa $^1/_{40}$ so groß sein mußte als bei langsamer Stromänderung. Einwände ähnlicher Art sind auch von K. W. Wagner[1]) gegen die übliche Auffassung von der Funktion des negativen Kraters erhoben worden; an der angeführten Stelle finden sich auch Andeutungen darüber, wie man sich den wirklichen Mechanismus der Lichtbogenentladung zu denken hätte.

3. Verhalten des Quecksilbergleichrichters. Die vorigen Versuche zeigen, daß der Quecksilberlichtbogen seine Ventilwirkung bis hinauf zu den höchsten untersuchten Frequenzen beibehält. Es wurde deshalb versucht, einen technischen Quecksilbergleichrichter mit Poulsen-Schwingungen zu betreiben, und es zeigte sich in der Tat, daß das möglich ist. Der von Schott & Gen. in Jena dem Institut vor längerer Zeit freundlichst zur Verfügung gestellte Gleichrichter bestand aus einem Glasgefäß mit drei dicht nebeneinanderliegenden Quecksilberelektroden. Die verwendete Schaltung war genau die bei Niederfrequenz übliche (Fig. 2): G ist der Gleichrichter mit den drei Quecksilberelektroden k (Kathode), a_1 und a_2 (Anoden); T ist ein Transformator (oder eine Drosselspule), bei dem der Mittelpunkt der Wicklung zugänglich ist und an dessen Endklemmen die Wechselspannung E_W angelegt wird; L_1 eine Drosselspule, die beim Zünden (durch Kippung) einen Kurzschluß der Wechselstromquelle verhindern soll. Der Gleichstromkreis ist ARL_2; A ist ein Drehspulstrommesser, R der Nutzwiderstand

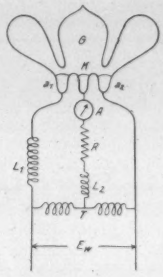


Fig. 2.

und L_2 die sogenannte „Überlappungsspule", welche den Zweck hat, während der Zeiten, in denen die gelieferte Spannung nahezu null ist, den Strom auf einer genügenden Stärke zu halten. L_2 konnte hier fortfallen, da der Widerstand R genügende Selbstinduktion besaß. Die Schwingungen wurden wieder mit der Poulsenlampe in derselben Schaltung wie in Fig. 1 erzeugt; die Wechselspannung wurde direkt über einem Teile der Selbstinduktion L (2×4 Windungen), die gleichzeitig den Transformator T in Fig. 2 ersetzte, abgenommen. Der so erzeugte Quecksilberlichtbogen zeigte genau dasselbe Aussehen wie der mit Niederfrequenz betriebene Bogen. Die Wellenlänge der benutzten Schwingung konnte bis auf 1200—1400 m verkürzt werden; bei noch kürzeren Wellen wurde offenbar die von der Poulsenlampe abgebbare Energie zu gering. Die Gleichstromstärke betrug 5—7 Amp.

In seinem Verhalten zeigte jedoch der mit Hochfrequenz betriebene Gleichrichter einige Unterschiede gegenüber dem Betriebe bei Niederfrequenz. Vor allem war auffallend die Schwierigkeit des Zündens, meist setzte der Bogen erst nach 10 bis 20 Fehlzündungen ein. Auch war die Minimalstromstärke, bei der der Bogen dauernd brannte, sehr viel größer als bei Niederfrequenz; während in letzterem Falle der Bogen noch mit 2,5—3 Amp. durchaus sicher betrieben werden konnte, zeigte hier der Bogen bei 5 Amp. schon starke Neigung zum Auslöschen.

Bei schnelleren Schwingungen trat eine Erscheinung ein, die auf einen wesentlichen Unterschied des Verhaltens des Gleichrichters bei Hoch- und Niederfrequenz hinzudeuten schien: Der Bogen entzündete sich bisweilen nicht in der gewöhnlichen Weise (k Kathode, a_1 und a_2 Anoden), sondern so, daß die mit L_1 verbundene äußere Elektrode a_1 Kathode und k und a_2 Anoden wurden. Es zeigte sich aber, daß diese Erscheinung keineswegs durch die hohe Frequenz der Schwingungen bedingt war; nachdem

---

beträgt das $\frac{1}{p} = \frac{1}{\frac{W_0'}{W_0' + W_0''}\gamma R \cdot \sqrt{2}}$ — fache der relativen Wärmestromschwankung.

In unserem Fall ist bei der kürzesten verwendeten Wellenlänge ($\lambda = 600$ m, $\omega =$ ca. $3 \cdot 10^6$):

$$\gamma = 6000,$$

also mit $R = 0{,}05$ cm, entsprechend einer Kraterfläche von 1,6 mm²:

$$\gamma R \cdot \sqrt{2} = \sim 400.$$

Von den beiden Anteilen W_0' und W_0'' ist der erstere, durch Wärmeleitung fortgeschaffte, jedenfalls wesentlich kleiner als der zweite; eine einfache Abschätzung zeigt aber, daß er mindestens $^1/_{10}$ des ganzen Wärmestroms betragen muß, weil sich sonst eine zu geringe Kratertemperatur ergeben würde. Es ist also ungefähr:

$$\frac{W_0'}{W_0' + W_0''} = \frac{1}{10}$$

und somit

$$p = \frac{W_0'}{W_0' + W_0''}\gamma R\sqrt{2} = \sim 40,$$

d. h. die relative Amplitude der Schwankung der Kratertemperatur kann bei der verwendeten Frequenz nur etwa $^1/_{40}$ so groß sein wie die relative Amplitude der Wärmestromschwankung, während bei sehr langsamer Frequenz ($\gamma = 0$), wie man leicht sieht, beide gleich groß sein müßten.

1) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Leipzig 1910, § 6f, S. 67.

ihre Ursache einmal erkannt war, ließ sie sich auch mit langsamem Wechselstrom (50 Perioden) realisieren. Sie kommt in folgender Weise zustande: Ist die Zündung der Bogen zufällig in einem solchen Moment erfolgt, in dem a_1 Kathode war, so bildet sich zunächst der Bogen zwischen a_2 und a_1. Wechselt nun die Spannung E_W ihr Vorzeichen, so kann aus der Wechselstromquelle kein Strom in den Gleichrichter eindringen, weil dazu k oder a_2 Kathode werden müßten. Dagegen kann, falls die Selbstinduktion L_1 genügend groß ist, in dem durch $a_1 — L_1$ — linke Hälfte von $T — L_2 — R — A — k$ gebildeten Kreise noch ein Strom fließen, der den negativen Krater auf a_1 unterhält; der Leistungsverbrauch dieses Stromes wird durch die in L_1 aufgespeicherte magnetische Energie gedeckt. Die Erscheinung spielt sich so ab, als ob die Anordnung nicht nach Fig. 2, sondern nach dem vereinfachten Schema, Fig. 3, geschaltet wäre. In der Tat gelang es auch, den Gleichrichter in der Schaltung Fig. 3 oder besser Fig. 4 zu betreiben. In letzterer ist die Selbstinduktion in die Zuleitung zur mittleren Elektrode gelegt, so

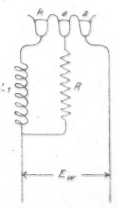


Fig. 3.

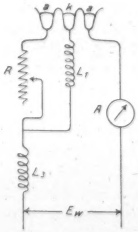


Fig. 4.

daß diese Kathode wird; das erleichtert die Zündung. Günstig ist Vorschaltung eines Widerstandes oder einer Selbstinduktion L_3 in die Wechselstromzuleitung; in diesem Falle kann der Widerstand R fortfallen. Der Wechselstromquelle wird hierbei, im Gegensatz zu der Anordnung Fig. 2, eine starke Gleichstromkomponente entnommen, die vom Drehspulinstrument A angezeigt wird. Der über diesen Gleichstrom übergelagerte Wechselstrom besteht im wesentlichen, wenigstens wenn L_3 eine Selbstinduktion ist[1]), aus einem Sinusstrom, dessen Frequenz doppelt so groß ist wie die von E_W. Die Anordnung läßt sich also zur Frequenzverdopplung verwenden[2]). Die Schwingung doppelter Frequenz ließ sich deutlich mit dem Wellenmesser feststellen; bei einem solchen Versuch war z. B.: $L_1 = 10^{-4}$ Henry, $L_3 = 4 \cdot 10^{-4}$ Henry, $R = 0$, $\lambda = 1400$ m, $I = 2$ bis 8 Amp.; der Wellenmesser zeigte außerdem die Welle $\lambda' = 700$ m an.

In derselben Schaltung (Fig. 4) ließ sich der Gleichrichter mit 50 periodischem Wechselstrom betreiben; z. B. gelang der Versuch bei $E_W = 200$ Volt mit $L_1 = 0{,}2$ Henry, $R = 0 — 20\ \Omega$; statt L_3 war ein Widerstand von 10—30 Ω eingeschaltet; der Gleichstrom betrug 2—5 Amp.

Zusammenfassung.

1. Es wird festgestellt, daß der Quecksilberlichtbogen auf schnelle Stromänderungen (Frequenz bis 500000 pro Sek.) in der gleichen Weise reagiert wie auf langsame, oder daß bei diesen Frequenzen noch keine merkliche Trägheit vorhanden ist. Auf den Widerspruch dieser Beobachtung mit der landläufigen Vorstellung vom Mechanismus der Bogenentladung wird hingewiesen.

2. Es wird gezeigt, daß der Quecksilbergleichrichter in der technisch üblichen Schaltung (ohne Hilfslichtbogen) sich auch mit Schwingungen von einer Frequenz über 200000 pro Sek. betreiben läßt.

3. Es wird eine neue, vereinfachte Schaltung (Fig. 4) für den Quecksilbergleichrichter angegeben, die sich auch bei Niederfrequenz verwenden läßt und namentlich zur Frequenzverdopplung geeignet ist.

Die hier beschriebenen Versuche haben einen mehr orientierenden Charakter. Wenn ich sie trotzdem mitteile, so geschieht das, weil andere Arbeiten mich hindern, die Versuche weiter fortzusetzen.

Göttingen im April 1913.

(Eingegangen 3. Mai 1913.)

1) N. Papalexi, Ann. d. Phys. (4) **39**, 976, 1912.

2) Anmerkung bei der Korrektur: Inzwischen wurde ich auf eine Arbeit von E. F. W. Alexanderson (Elektrotechn. Zeitschr. **33**, 659, 1912; siehe auch die Diskussion Tschudy — Alexanderson, ebenda, S. 1091) aufmerksam, der erwähnt, daß er den Quecksilbergleichrichter ebenfalls mit Erfolg zur Frequenzverdopplung von 200000 auf 400000 Perioden (1500 m auf 750 m Wellenlänge) verwendet hat.

Über das Auftreten der Stoßerregung bei mehreren Koppelungen.

Von Hermann Rohmann.

Bei der Erzeugung schwach gedämpfter Schwingungen durch Stoßerregung[1]) wird ein durch einen Funken erregter Kondensatorkreis mit einem abgestimmten, funkenlosen Kreise

1) M. Wien, diese Zeitschr. **7**, 871, 1906; **9**, 49, 1908; Ann. d. Phys. **25**, 644, 1908.

ziemlich eng gekoppelt. Hätte der Funke konstanten Widerstand, so beständen die Schwingungen dieses gekoppelten Systems aus einer Superposition zweier einfacher gedämpfter Schwingungen, deren Frequenzen größer bzw. kleiner sind als die der ungekoppelten Systeme und um so weiter auseinander liegen, je enger die Koppelung ist. Der Strom und die Spannung im Primärkreise würden also Schwebungen aufweisen; Maxima und Minima würden um so schneller aufeinander folgen, je enger die Koppelung ist.

Die Stoßerregung tritt nun dann ein, wenn während eines Minimums der Funke erlischt und die später induzierten Spannungen nicht mehr zu zünden vermögen; der Sekundärkreis schwingt für sich allein weiter, und Schwingungszahl und Dämpfung sind nur durch seine Konstanten bestimmt. Der Stromeffekt und die „Reinheit" der Schwingungen wird im allgemeinen um so größer sein, je eher das Erlöschen eintritt; also wenn dies schon beim ersten Minimum geschieht und wenn die Koppelung dabei möglichst eng ist.

Von dem Material und der Form der Elektroden und von der Funkenlänge hängt es ab, ob ein Funke unter gegebenen Verhältnissen eine solche Löschwirkung übernimmt. Was das Material anbetrifft, so sind besonders geeignet Silber, Kupfer und am wenigsten Magnesium, Kalzium; andere Metalle nehmen eine Mittelstellung ein.

Für ein bestimmtes Metall ergeben sich ziemliche Verschiedenheiten in bezug auf die Koppelung, bei der Stoßerregung zu erzielen ist, je nachdem es bei größerer oder bei kleiner Funkenlänge benutzt wird. (Die Erscheinungen lassen sich natürlich nicht scharf trennen, große Funkenlänge soll von einigen Millimetern an gerechnet werden.)

Bei großen Funkenlängen beobachtet man im wesentlichen einen bestimmten günstigsten Wert für die Koppelung, bei dem die Stoßerregung gut eintritt. Bei engerer Koppelung verschlechtert sie sich schnell. Die kritische Koppelung ist dabei verhältnismäßig lose.

Dies Verhalten würde übereinstimmen mit der Ansicht, daß der Funke mit abnehmendem Strom während der ersten Schwebung immer mehr von seiner Leitfähigkeit einbüßt, entionisiert wird oder erkaltet, wie man sich das nun vorstellen will, und erst bei einer gewissen Spannung wieder zündet.

D. Roschansky[1]) hat eine von dieser Auffassung etwas abweichende Theorie der Löschwirkung gegeben, die quantitative Resultate liefern soll.

Er hat gefunden, daß die Funkenspannung[1]) einen eigentümlichen Verlauf hat. Zu Beginn einer jeden Halbschwingung, wenn der Strom sein Vorzeichen wechselt, erreicht die Spannung abrupt einen Wert von etwa 400 Volt (bei den Metallen, welche gute Stoßerregung geben). Dann fällt sie fast momentan auf einen kleineren Wert von etwa 30 Volt, auf dem sie im Verlauf der Halbschwingung konstant bleibt. In der nächsten Halbschwingung wiederholt sich der gleiche Vorgang mit entgegengesetztem Vorzeichen. Die kritische Spannung von ca. 400 Volt findet nun Roschansky während des Ablaufs einer gedämpften Sinusschwingung im wesentlichen konstant, er schließt daraus, daß sie auch bei einem Funken in gekoppelten Kreisen konstant sein müsse, und nimmt an, daß Stoßerregung dann eintritt, wenn bei oder nach dem Minimum der Schwebung die im Primärkreis vorhandenen Spannungen nicht größer werden, als dem kritischen Wert entspricht.

Diese Theorie weicht von der oben dargelegten Auffassung nur darin ab, daß sie für die früher unbestimmt gelassene Spannung, die ein Wiederzünden nach der Schwebung veranlaßt, einen bestimmten Wert setzt. Auch sie gibt keinen Aufschluß über die weiter behandelten Anomalien der Löschwirkung bei kleinen Funken; es sei denn, daß die kritische Funkenspannung doch nicht unabhängig von der Stromamplitude, von ihrem zeitlichen Verlauf und von den später behandelten Erscheinungen ist.

Bei kleineren Funkenlängen hat H. Riegger[2]) beobachtet, daß es nicht bloß eine einzige kritische Koppelung gibt, sondern daß man für eine ganze Anzahl diskreter Werte der Koppelung gute Löschwirkung bekommt, während bei den dazwischen liegenden Koppelungen keine oder schlechte Stoßwirkung eintritt.

Die Koppelungen, um die es sich dabei handelt, sind enger als bei großen Funkenlängen.

Ähnlich hat auch M. Wien[3]) bei der Stoßerregung mit Löschröhren (bei der ein hinter die Funkenstrecke in den Kreis geschaltetes Geißlerrohr die Löschwirkung übernimmt) gefunden, daß die Löschwirkung in der Nähe der kritischen Koppelung am besten ist, und abnimmt, wenn die Koppelung fester oder loser wird.

Es muß also bei kleineren Funkenlängen

1) D. Roschansky, diese Zeitschr. **13**, 931, 1912.

1) D. Roschansky, Ann. d. Phys. **36**, 281, 1911.
2) H. Riegger, Dissertation Straßburg 1911; Jahrb. d. drahtl. Telegr. **5**, 35, 1911.
3) M. Wien, Jahrb. d. drahtl. Telegr. **4**, 135, 1910.

(auch bei Löschröhren) für das Zustandekommen der Löschwirkung außer dem einfachen Erkalten oder der selbsttätigen Entionisation des Funkens noch irgendeine andere Ursache vorhanden sein. Ich glaube dieselbe darin zu finden, daß bei gewissen Koppelungen, entsprechend bestimmten Verhältnissen der Schwingungszahlen der beiden Koppelungen, eine Gleichspannung am Funken auftritt. Diese Gleichspannung, die die Kapazität des Primärkreises auflädt, würde während des Minimums einer Schwebung die Entionisation und das Löschen bewirken.

Es tritt nämlich[1]) allgemein an den Enden eines Leiters, der dem Ohmschen Gesetz nicht gehorcht, eine Gleichspannung auf, wenn er von zwei Wechselströmen verschiedener Periode durchflossen wird, deren Frequenzen in bestimmten Verhältnissen stehen. Die beiden Frequenzen sind im vorliegenden Fall durch die Koppelschwingungen gegeben.

Es seien hier kurz die aus dem früheren Artikel zu benutzenden Resultate zusammengefaßt.

Die Charakteristik des Leiters sei in der Form:

$$V = a_1 i + a_3 i^3 + a_5 i^5 + \cdots \qquad (1)$$

(i Strom, V Spannung an den Klemmen) dargestellt. Die geraden Potenzen fehlen, da der Leiter kein Gleichrichter im gewöhnlichen Sinne sein soll.

[In der zitierten Arbeit ist die Charakteristik geschrieben:

$$i = A_1 V + A_3 V^3 + \cdots \qquad (1a)$$

und es ist der Gleichstrom untersucht, der bei Anwendung zweier Wechselspannungen fließt. Wenn das erste Glied der rechten Seite groß ist gegenüber allen folgenden, so ist leicht zu ersehen, daß die beiden Darstellungen äquivalent sind; in der zweiten kommen dann nur diejenigen Potenzen vor, welche auch in der ersten vorhanden sind. Auch physikalisch ist es verständlich, daß Spannung und Stromstärke ihre Rolle vertauschen können, wenn der konstante Teil des Widerstands groß ist gegen den veränderlichen. Bei den im folgenden betrachteten Leitern wird die Annahme zwar meist nicht genau zutreffen; jedoch berühren die daraus entstehenden Abweichungen nicht das Wesentliche der (qualitativen) Resultate.]

Durch einen solchen Leiter soll nun ein Strom fließen:

$$i = C_1 e^{-\alpha_1 t}\cos(\nu_1 t + \varphi_1) - C_2 e^{-\alpha_2 t}\cos(\nu_2 t + \varphi_2), \qquad (2)$$

ν_1 habe einen bestimmten Wert, und ν_2 durchlaufe alle möglichen Werte. Dann tritt Gleichspannung nur dann ein, wenn $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ bestimmte Werte erhält, welche bestimmt sind durch die in der Charakteristik auftretenden Exponenten. Der Übersichtlichkeit wegen wollen wir die Wirkung der einzelnen Glieder von (1) gesondert betrachten.

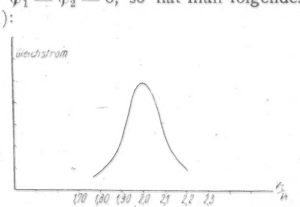
Sind nur die beiden ersten Glieder vorhanden:

$$V = a_1 i + a_3 i^3,$$

so tritt Gleichspannung nur dann auf, wenn $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ den Wert 2 hat (oder 1/2; die reziproken Werte wollen wir im folgenden als selbstverständlich nicht besonders nennen).

Von den Phasen φ_1 und φ_2 und von den Dämpfungsfaktoren α_1 und α_2 hängt es ab, in welcher Weise die Gleichspannung variiert, wenn $\frac{\nu_2}{\nu_1}$ Werte hat, welche in der Nähe von 2 liegen.

Ist $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$, so hat man folgendes Bild (Fig. 1):



(Die Kurven sind experimentell erhalten.)

Fig. 1.

Die berechnete Form ist die einer Resonanzkurve.

Ist $2\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$, so erhält man die folgende Figur (Fig. 2).

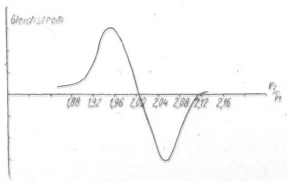


Fig. 2.

Hier ist an der genauen Abstimmstelle die Gleichspannung Null, aber in der unmittelbaren Nähe erreicht sie merkliche Werte.

Für andere Werte der Phasen erhält man Kurven, welche aus den obigen durch Spiegelung an der Abszissenachse hervorgehen, und welche

1) H. Rohmann, diese Zeitschr. 13, 694, 1912.

alle möglichen Übergänge zwischen den beiden typischen Fällen bilden.

Experimentell wurde festgestellt, daß ein Geißlerrohr bei etwa 0,2 mm Quecksilberdruck und 5 mm Elektrodenentfernung (*Ni*-Elektroden) ziemlich genau den hier gemachten Annahmen entsprach.

Ist in der Charakteristik des Leiters nur das erste und das dritte Glied merklich, so erhält man Gleichspannung in ganz ähnlichen Verteilungen wie oben, aber für die Werte:

$$\frac{v_2}{v_1} = 2,\ 4 \text{ und } 3/2.$$

Höhere Glieder liefern Gleichspannung an immer weiteren Stellen, die leicht zu berechnen sind. Immer bleibt das Auftreten der Gleichspannung an die Einstellung eines bestimmten Verhältnisses der Schwingungszahlen geknüpft.

Experimentell konnte ich einen solchen Leiter, dessen Charakteristik sehr viele höhere Glieder enthält, verwirklichen, indem ich bei einem, dem früher benutzten Geißlerrohr ähnlichen die Elektrodenentfernung sehr klein machte (ca. $^1/_{10}$ mm) und den Druck steigerte (ca. 20 mm). Die Elektroden waren zylindrische Nickelstäbe von 1,5 cm Durchmesser und 5 cm Länge. Im kugelförmigen Glasgefäß befand sich ein Radiumpräparat, um das Einsetzen des Leuchtens regelmäßig zu machen.

Man konnte dann in der früher benutzten Schaltung Gleichstrom deutlich nachweisen an Stellen 2, 3/2, 4/3, 5/4 bis 12/11 und weiter, allerdings kaum mehr meßbar, an immer mehr der Einheit sich nähernden Stellen, und ferner ganz schwach bei 4 usw.

Dieselben Erscheinungen zeigt ein kleiner Funke, der in derselben Schaltung untersucht wird. Bei ihm sind die Maxima schärfer ausgebildet; aber das Ganze ist nicht so regelmäßig zu erhalten wie beim Geißlerrohr.

Wie beim Geißlerrohr mit abnehmender Elektrodenentfernung die höheren Glieder in der Charakteristik immer mehr hervortreten, so auch beim Funken, soweit man das beurteilen kann. Übrigens sind die Funken, die in der angegebenen Weise zu untersuchen sind, nicht ganz identisch mit den Funken, die man in einem Kondensatorkreise hat. Die Methode erfordert das Einschalten von Widerständen, die den Strom durch den zu untersuchenden Funken stark herabsetzen. Immerhin aber werden sich die Charakteristiken im wesentlichen ähnlich verhalten, wenn auch die Größe der einzelnen Koeffizienten variiert.

Man wird also annehmen dürfen, daß auch bei dem Funken in dem oben betrachteten Stoßkreis dann Gleichspannungen auftreten, wenn die Koppelungen gerade so gewählt sind, daß die Koppelschwingungen Frequenzverhältnisse wie angegeben haben. Für diese Koppelungen sollte günstigste Stoßerregung zu erwarten sein.

(Übrigens könnte man hier vermuten, daß es nicht gerade die Gleichspannung wäre, welche das Löschen bewirkt, sondern daß die Form der Stromkurve im Funken, welche für diese Frequenzverhältnisse vorhanden ist, das Wesentliche sei, daß etwa die Schwebungen dann besonders „rein" seien, wie Zenneck[1]) vermutet. Gründe für das Zutreffen meiner Ansicht werde ich unten angeben.)

Vergleicht man nun aber die experimentell erhaltenen Kurven „Koppelungskurven", welche den Zusammenhang zwischen Koppelung und Güte der Stoßerregung geben (wobei als Maß für die letztere nach Wien und Riegger einfach der Stromeffekt im Sekundärkreise dienen kann), so findet man, daß die Maxima der Koppelkurven in den meisten Fällen durchaus nicht an die zu erwartenden Koppelungen fallen. Ein solches Resultat ist nicht weiter verwunderlich, da M. Wien gezeigt hat, daß der Funke, und besonders der Funke zwischen solchen Metallen, die gute Stoßerregung geben, eine merkliche Abweichung der Frequenz eines Kondensatorkreises von der nach Thomson berechneten hervorruft.

Diese Frequenzänderungen sind um so größer, je kleiner die Funkenlänge ist: es wird also auch gerade bei den kleinen Funkenlängen, bei denen die hier behandelte Erscheinung eintritt, ein starkes Abweichen der Koppelschwingungen von den berechneten Frequenzen stattfinden. Zugleich lassen sich diese Frequenzen nicht aus Resonanzkurven ermitteln, da durch das Abreißen des Funkens anomale Verhältnisse geschaffen werden.

Es bleibt also nur der experimentelle Nachweis, daß bei günstiger Stoßerregung im Primärkreis eine Gleichspannung eintritt. Ich versuchte das zuerst in der einfachsten Art: Parallel zu einem kleinen Widerstand im Primärkreis wurde unter Vorschalten von Drosselspulen ein Gleichstromgalvanometer gelegt. Wenn nun im Funken Gleichspannung entsteht, lädt sie die Kapazität entsprechend auf (daß diese durch die Sekundärspule des Induktors geschlossen ist, stört bei deren großer Selbstinduktion nicht erheblich), der Ladestrom muß das Galvanometer ausschlagen lassen.

Nun wird aber die Spannung an den Klemmen des erregenden Induktors nicht Null sein, wenn der Funke eingesetzt hat; es fließt also Strom

1) J. Zenneck, Lehrbuch der drahtlosen Telegraphie. 2. Aufl. (des „Leitfadens"). S. 115.

vom Induktor durch die Funkenstrecke, außerdem werden die Ströme, welche der primären Ladung und Entladung des Kondensators entsprechen, nicht ganz gleich sein, und es superponiert sich daher über den zu beobachtenden Effekt ein verhältnismäßig großer Ausschlag. (Über den Einfluß, den die vom Induktor herrührende Gleichspannung auf die Stoßerregung hat, siehe unten; daraus, daß man bei der eben behandelten Anordnung den konstanten Ausschlag groß erhält gegen die gesuchten Veränderungen, darf man nicht auf das Verhältnis der Spannungen schließen.)

Dieser superponierte Ausschlag, der natürlich mit jeder Schwankung im Arbeiten des Unterbrechers und der Funkenstrecke schwankt, macht die Erscheinung etwas unregelmäßig. Immerhin war der gesuchte Effekt deutlich zu konstatieren, d. h. das Galvanometer zeigte bei guter Stoßerregung maximalen bzw. minimalen Ausschlag.

Zur weiteren Bestätigung verwandte ich die in Fig. 3 dargestellte Anordnung. Als Kriterium

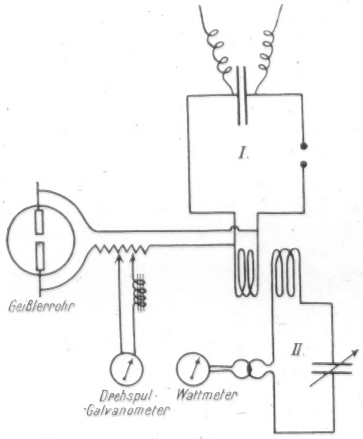


Fig. 3.

dafür, daß im Primärkreis die beiden Koppelschwingungen derart beschaffen sind, daß sie in der Funkenstrecke eine Gleichspannung erzeugen, wird ein Geißlerrohr benutzt, das parallel zur Selbstinduktion des Primärkreises geschaltet ist[1]). Das Rohr ist, wie oben näher angegeben, so eingestellt, daß es in seiner Charakteristik möglichst viele Glieder enthält. Auf dasselbe wirken nun die Spannungen, welche an den Enden der Primärspule herrschen, und die wir bei nicht zu großer Dämpfung und nicht zu schnellen Schwebungen als den Strömen durch die Spule proportional ansehen können. (Auf die Amplitude und Phase kommt es nicht an, da nur konstatiert werden soll, ob Gleichstrom bzw. Gleichspannung entstehen und nicht die Größe gemessen werden soll.)

Wir werden also annehmen dürfen, daß jedesmal dann, wenn durch das Geißlerrohr ein Gleichstrom fließt, an den Enden der Funkenstrecke Gleichspannung entsteht, und können den Zusammenhang mit der Güte der Stoßerregung untersuchen.

Die Kondensatorkreise, mit denen gearbeitet wurde, waren wie folgt dimensioniert. Die Kapazität im Primärkreis bestand aus drei Leidener Flaschen mit ca. $4 \cdot 10^{-18}$ $\frac{\text{sec}^2}{\text{cm}}$ C.G.S.; im Sekundärkreis befand sich ein variabler Ölkondensator. Die Selbstinduktionen der beiden Kreise waren Spulen von 12 cm Durchmesser mit je $1{,}5 \cdot 10^4$ cm C.G.S. Sie waren auf einem Gestell sehr fein und meßbar gegeneinander zu verschieben; für die einzelnen Entfernungen war die Koppelung experimentell bestimmt.

Mit dem Sekundärkreis war ein Hitzdrahtgalvanometer (Wattmeter) gekoppelt. Seine Ausschläge geben den Stromeffekt im Kreise an und damit ein Maß für die Güte der Stoßerregung.

In die Zuleitungen, die von den Klemmen der Primärspule zum Geißlerrohr gehen, ist großer induktionsfreier Widerstand (3—10000 Ohm) eingeschaltet. Von etwa 100 Ohm ist durch Drosselspulen hindurch abgezweigt nach einem empfindlichen Drehspulgalvanometer, dessen Einstellung durch Projektion eines Nernstfadens beobachtet wurde (1 Skalenteil = ca. $5 \cdot 10^{-9}$ Amp.).

Was die Art der Erregung des Primärkreises anbetrifft, so hat man für die hier behandelten Erscheinungen darauf zu achten, daß für alle Funken das Anfangspotential das gleiche Vorzeichen hat. Am geeignetsten erschiene demnach zur Ladung die Elektrisiermaschine oder irgendeine Gleichstromquelle. Ich habe den Induktor benutzt, weil er nicht dauernd Spannung liefert, bei ihm muß man aber verschiedene Eigentümlichkeiten in seiner Wirkungsweise beachten, um regelmäßiges Arbeiten zu bekommen.

Läßt man die Unterbrechungen des Primärstroms sehr langsam aufeinanderfolgen, so kann man erzielen, daß immer ein Funke bei dem Öffnen des Primärstroms erzeugt wird; sobald

1) Die Selbstinduktion hat so kleinen Widerstand, daß der Strom, den der Induktor liefert, nicht merklich durch das Geißlerrohr fließt.

aber die Zahl der Unterbrechungen pro Sekunde steigt, ist es kaum mehr möglich, den Primärstrom so einzuregulieren, daß die Funken beim Öffnen erfolgen, sondern es geht dann immer nur ein Funke über, während der Primärstrom geschlossen ist, wie die Betrachtung mit dem rotierenden Spiegel und die Angaben eines in die Sekundärspule des Induktors eingeschalteten Gleichstromgalvanometers zeigen. Es macht ganz den Eindruck, als ob diese letztere Art der Entladung bei zahlreichen Unterbrechungen stabiler als die andere sei.

Bei dem benutzten Induktor (30 cm Funkenlänge, von Boas), der mit Quecksilberunterbrecher betrieben wurde, war dieser Zustand bei ca. 10 Unterbrechungen pro Sekunde erreicht (wenn die aufgeladene Kapazität die angegebene war und die Funkenlänge etwa einen Millimeter betrug).

Solche Erscheinungen hat W. Duddell[1]) als Short Spark Phenomena beobachtet, als er den Induktor ohne Anlegen einer Kapazität durch eine kleine Funkenstrecke schloß. Er erklärt sie durch die Rückwirkung des Stroms in der Sekundärspule auf das magnetische Feld.

In unserem Fall, wo die Kapazität aufzuladen ist, sind die Erscheinungen komplizierter. Steigert man nämlich den Primärstrom nach dem ersten Umkehren des Sinnes, in dem die Funken einsetzen, bis zwei Partialfunken auftreten, so findet zuerst wieder das Einsetzen im normalen Sinne statt, dasselbe ist aber wieder etwas unregelmäßig und schlägt sehr leicht um in einen stabileren Zustand, bei dem die Funken im umgekehrten Sinne einsetzen und regelmäßig werden.

Bei weiterem Steigern des Primärstroms wiederholt sich das noch einigemal. Bemerkenswert ist, daß dann, wenn die Funken im verkehrten Sinne einsetzen und schon mehrere Partialfunken vorhanden sind, doch kaum ein Funke normaler Richtung auftritt. (Ich habe noch nicht weiter untersucht, wovon die Erscheinung abhängt, und ob sie sich auch bei anderen Induktortypen gleich hervortretend findet.)

Jedenfalls kann man durch die Einregulierung des Primärstroms erreichen, daß der Funkenübergang (mit negativem Einsetzen) ganz regelmäßig wird. Die erreichbare Regelmäßigkeit hängt von der Natur des Elektrodenmaterials ab. Sie ist weniger gut bei den Metallen, welche leicht Stoßerregung geben und bei kleineren Funkenlängen. Besonders schlecht wird sie dann, wenn der Funke nicht löscht, dann hilft auch Bestrahlen mit ultraviolettem Licht nur wenig.

1) Vgl. Duddell, Phil. Mag. (6) 16, 340, 1908.

Eine weitere Ursache dafür, daß keine sehr große Regelmäßigkeit zu erzielen ist, liegt darin, daß, wie schon Riegger bemerkt hat, sich die Form der Koppelkurven stark ändert, wenn die Funkenstrecke einige Zeit benutzt (oxydiert und erwärmt) wird. Die Lage der Maxima [d. h. die Koppelungen, bei denen gute Stoßerregung eintritt] ändert sich daher mit der Zeit und die Beobachtungen werden etwas mühsam; wenn man reproduzierbare Werte haben will, muß man immer wieder die Elektroden abschmirgeln und den Abstand möglichst genau wieder herstellen.

Solche Schwierigkeiten sind weniger vorhanden bei den Materialien, welche, wie Magnesium, nur schlechte Stoßerregung bei loserer Koppelung geben. Ein für die vorliegenden Zwecke besonders brauchbares Elektrodenmaterial habe ich im Zinknatrium gefunden, das ein Einsetzen des Funkens ohne Verzögerung gibt, wie man es wegen des Natriumgehalts erwarten kann und das doch Stoßerregung ähnlich wie Zink gibt. Diese ist nicht sehr gut und man kann nicht sehr enge koppeln, aber die Lage der Koppelmaxima ändert sich kaum bei längerer Inanspruchnahme, und die Ausschläge der Instrumente sind ziemlich konstant.

Fig. 4 gibt einen typischen Beobachtungssatz wieder. Die Funkenlänge betrug 0,5 mm (Zinknatrium).

Als Abszisse ist der Koppelungskoeffizient, als Ordinate sind aufgetragen Stromeffekt im Sekundärkreis (Koppelkurve oben) bzw. die Ausschläge des Drehspulgalvanometers, das den Strom durch das Geißlerrohr mißt. Man sieht, daß bis zu engen Koppelungen hin jedesmal ein Maximum der Koppelkurve mit einem positiven oder negativen Maximum der Gleichstromkurve zusammenfällt.

Man würde eigentlich erwarten, daß der Gleichstrom einerlei Vorzeichen beibehielte, da die Koppelschwingungen immer in denselben Phasen einsetzen sollten. Die Vorzeichenänderung deutet darauf hin, daß der Funke einen Einfluß auf die relative Phase ausübt, wie das ja auch bei der durch ihn hervorgebrachten Frequenzänderung verständlich ist.

Durch Messung des Stroms in der Sekundärspule des Induktors überzeugte man sich, daß derselbe bei allen Koppelungen möglichst konstant blieb, und durch Betrachten im Spiegel davon, daß auch der Funkenübergang regelmäßig blieb. Da außerdem die Ausschläge des Drehspulgalvanometers ihr Vorzeichen wechseln, so kann die Erscheinung nicht einfach durch Veränderung der primären Stromintensität vorgetäuscht sein; sie wäre dann auch in ganz anderem Sinne zu erwarten.

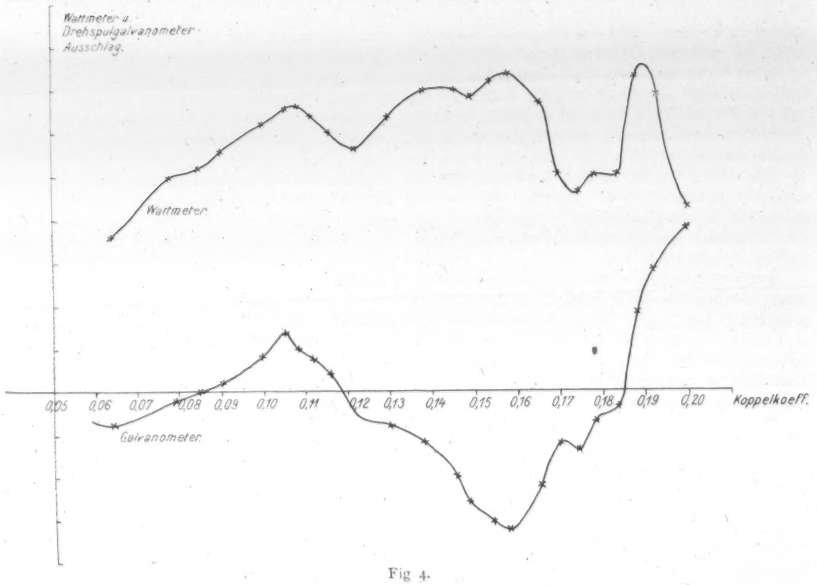


Fig 4.

Die Kurve zeigt also deutlich, daß gute Stoßerregung im wesentlichen immer mit einem Maximum (pos. oder neg.) des Gleichstroms und also mit einem Maximum der Gleichspannung am Funken zusammenfällt. Beobachtungen an anderen Materialien, Silber, Kupfer, Messing, Magnesium bei Funkenlängen zwischen $^1/_{10}$ und einigen Millimetern bestätigten dies Resultat bis zu Koppelungen von ca. 0,25[1]). Ebensogut schließt sich dem die folgende Beobachtung an: Hat die Koppelung einen solchen Wert, daß keine Löschwirkung eintritt, so kann durch Verstimmen des Sekundärkreises Stoßerregung erzielt werden, unter Umständen für verschiedene Werte der Verstimmung; auch dann tritt jedesmal bei guter Stoßerregung ein Maximum des Gleichstroms auf.

Bei der komplizierten Form der Koppelkurven (siehe auch die von Riegger reproduzierten Kurven für Kupfer) scheint es nicht leicht zu sein, weitere Gesetzmäßigkeiten aus den Beobachtungen herauszulesen. Qualitativ kann man folgendes aussagen: die Intensität der Maxima des Gleichstroms wird um so größer, je enger die Koppelung ist, bei denen die Stoßerregung stattfindet, und ist am größten bei den Materialien, welche gute Stoßerregung geben.

Nimmt man größere Funken, bei denen die Stoßerregung im wesentlichen nur bei einer einzigen loseren Koppelung zu erzielen ist, so ist dort auch ein kleines, aber merkliches Maximum des Gleichstroms zu konstatieren.

Man wird also schließen, daß bei größeren Funken die Löschwirkung wesentlich auf der selbsttätigen Entionisierung des Funkens beruht, während bei kleineren Funkenlängen der Einfluß der hier behandelten Gleichspannungseffekte merklich wird. Wahrscheinlich und für ein Geißlerrohr auch experimentell bewiesen ist es, daß die Charakteristik bei kleineren Elektrodenentfernungen viel mehr höhere Glieder enthält. Auch scheinen diese bei frisch geputzten Funkenstrecken in höherem Maße vorhanden zu sein als bei solchen, die einige Zeit im Betrieb waren. Ganz entsprechend werden die Koppelungskurven immer zerklüfteter.

Über die absoluten Werte der Gleichspannungen, welche am Funken auftreten, läßt sich aus diesen Versuchen nichts aussagen. Wir werden nur annehmen müssen, daß sie doch für gewöhnlich größer sind als die Spannungen, die der stromliefernde Induktor an der (spielenden) Funkenstrecke liefert.

Das wird um so weniger der Fall sein, je

1) Engere Koppelungen habe ich nicht benutzt, da die Methode dann nicht mehr ganz sicher ist (siehe auch S. 532).

stärker man den Primärstrom des Induktors nimmt und je größer damit die Zahl der Partialfunken wird. Man wird dann erreichen können, daß die durch den Induktor gelieferte Spannung größer wird als die der hier behandelten Effekte. Stoßerregung würde dann bei allen Koppelungen ziemlich gleich gut eintreten müssen. Das wird bestätigt durch die Stoßerregung bei zahlreichen Partialentladungen[1]), deren Eigenschaften ich vor einiger Zeit beschrieb, und die ich damals durch die Ionisation der Funkenstrecke allein erklären zu können glaubte. Nach den Resultaten der vorliegenden Arbeit muß man eine Überlagerung der Wirkungen annehmen, welche die Ionisation[2]) und die an die Funkenstrecke angelegte Spannung auf die Stoßerregung haben.

Das Hervorbringen der Löschwirkung durch die vom Induktor gelieferte Spannung würde dann darauf hindeuten, daß wirklich die bei gewissen Frequenzverhältnissen der Koppelschwingungen auftretende Gleichspannung und nicht irgendeine andere Folge dieser Frequenzverhältnisse die Ursache für das Auftreten der Löschwirkung bei bestimmten diskreten Koppelungen ist.

1) H. Rohmann, diese Zeitschr. **12**, 649, 1911.
2) Siehe auch P. Kaltenbach, Dissertation, Straßburg 1912 und Jahrb. d. drahtl. Telegr. 1913.

Straßburg i. Els., Physik. Inst., 8. Mai 1913.

(Eingegangen 10. Mai 1913.)

Das Verhalten von Aluminium-Ventilzellen[1]), besonders bei Hochfrequenz.

Von J. Zenneck.

(Mit Tafel XVIII—XX.)

Die folgenden Beobachtungen beziehen sich auf Ventilzellen (Graetzsche Zellen), deren eine Elektrode aus Aluminium, deren andere aus Blei bestand und die als Flüssigkeit, wenn es nicht anders angegeben ist, eine 5 proz. Lösung von Ammoniumphosphat enthielten.

a) Wenn man solche Zellen in einen Wechselstromkreis einschaltet, so kann man 2 Stadien unterscheiden.

In dem 1. Stadium, dem „Formierungsstadium", geht eine anfänglich unformierte Zelle allmählich in jenen Zustand über, in dem sie den Strom in den beiden Richtungen mit ganz verschiedener Amplitude hindurchläßt. Es superponiert sich also zu dem Wechselstrom eine Gleichstromkomponente $J_g = \frac{1}{0}\int J dt$, und das Verhältnis $J_g : J_{\text{eff}}$ (J_{eff} = Effektivwert des durchgehenden Stroms) gibt ein gewisses Maß für die Ventilwirkung der Zelle. Dieses Verhältnis strebt mit der Zeit einem konstanten Wert zu. Wenn er erreicht ist, ist das Formierungsstadium zu Ende, die Zelle hat das 2. Stadium, das „stationäre Stadium", erreicht.

Der Wert des Verhältnisses $J_g : J_{\text{eff}}$ im stationären Stadium ist unabhängig von der Vorgeschichte der Zelle. Das Verhältnis bekommt, wie mir zahlreiche Messungen gezeigt haben und wie zum Teil auch aus der Literatur hervorgeht, jedenfalls annähernd denselben Wert, ob die Zelle vorher unformiert oder ob sie durch Gleichstrom oder auch durch einen Wechselstrom von anderer Stärke und Spannung[1]), als die nachher verwendeten, formiert war. Das Verhältnis $J_g : J_{\text{eff}}$ im stationären Zustand ist also für eine gegebene Zelle (d. h. gegebene Größe und Beschaffenheit der Elektroden, gegebene Zusammensetzung und Temperatur der Flüssigkeit) eindeutig bestimmt durch die elektrischen Konstanten des Stromkreises.

Streng genommen ist auch das sog. stationäre Stadium nicht völlig konstant. Auch in diesem Stadium ändert sich das Verhältnis $J_g : J_{\text{eff}}$ noch etwas, auch bei konstanter Temperatur der Flüssigkeit. Aber die Änderung, die wohl auf eine Umbildung der Aluminiumoberfläche zurückzuführen ist, erfolgt im Gegensatz zum Formierungsstadium außerordentlich langsam: bezüglich der Geschwindigkeit, mit der sich das Verhältnis ändert, entsprechen Sekunden des Formierungsstadiums ganz ungefähr Stunden im stationären Stadium.

b) Für das Formierungsstadium ist bei vorgegebener Spannung und Frequenz von entscheidender Bedeutung die Stromdichte an der Aluminiumoberfläche. Je kleiner bei vorgegebenem Effektivwert des Stroms die Oberfläche der Aluminiumelektrode ist, um so rascher erfolgt die Formierung (vgl. E. Wilson l. c.).

Eine Illustration dafür bieten die oszillographischen Aufnahmen[2]) Fig. 1 u. 2, die bei

1) Von der zahlreichen Literatur über das Verhalten von Aluminiumzellen bei technischen Wechselströmen kommen für das Folgende besonders in Betracht:
E. Wilson, Proc. Roy. Soc. **63**, 329, 1898.
G. Mayrhofer, E. T. Z. **21**, 913, 926, 1900.
W. Mitkiewicz, diese Zeitschr. **2**, 747, 1901.
M. Jacob, Sammlung elektrotechnischer Vorträge **9**, 1, 1906.
G. Schulze, Zeitschr. f. Elektrochemie **14**, 333, 1908.
A. H. Taylor, Ann. d. Phys. **30**, 987, 1909.
N. Papalexi, Ann. d. Phys. **39**, 976, 1912.

1) Das Verhältnis $J_g : J_{\text{eff}}$ fällt also während des Formierungsstadiums, wenn es infolge einer vorangehenden starken Formierung durch Gleichstrom oder einen stärkeren Wechselstrom größer war, als dem stationären Zustand entspricht.
2) Alle im folgenden reproduzierten oszillographischen

ungefähr derselben Stromstärke (J_{eff} = ca. 4 Amp.) eines 50periodigen Wechselstroms den Formierungsvorgang darstellen, und zwar Fig. 1[1]) für eine anfänglich unformierte Zelle mit etwa 100 cm² *Al*-Oberfläche, Fig. 2 für eine anfänglich unformierte Zelle mit etwa 3,1 cm² *Al*-Oberfläche. Bei der ersteren ist nach den $1^1/_2$ Sekunden, auf welche sich die Figuren beziehen, nur eben eine Ungleichheit der Amplituden nach beiden Richtungen erkennbar, während bei der Zelle von Fig. 2 die Formierung zwar noch nicht beendigt, aber doch schon sehr weit fortgeschritten ist. Bei einer ganz großen Zelle mit 520 cm² *Al*-Oberfläche genügten die $1^1/_2$ Sekunden überhaupt nicht, um eine erkennbare Ungleichheit im Stromübergang nach beiden Richtungen hervorzurufen.

Die Tatsache, daß für Zellen von verhältnismäßig großer *Al*-Oberfläche bei geringer Stromstärke der stationäre Zustand erst nach sehr langer Zeit erreicht wird, erklärt wohl zum Teil die geringe Übereinstimmung zwischen den verschiedenen Literaturangaben: bei dem einen Beobachter befand sich die Zelle schon im stationären Zustand, beim anderen noch im Formierungsstadium. Diese Tatsache ist auch der Grund, weshalb bei Zellen mit verhältnismäßig großer *Al*-Oberfläche eine Formierung mit Gleichstrom zweckmäßig ist: die Ventilwirkung im stationären Zustand wird dadurch zwar nicht verbessert, aber die Erreichung des stationären Zustands kann dadurch erheblich beschleunigt werden.

c) Auch für den stationären Zustand ist die Stromdichte von fundamentaler Bedeutung: je höher sie bei vorgegebener Spannung ist, um so höher ist der Wert von $J_g : J_{eff}$[2]). Das gilt, gleichgültig, wie hoch die verwendete Spannung ist — vorausgesetzt, daß die Zelle bei derselben überhaupt noch Ventilwirkung zeigt — und gleichgültig, ob der Widerstand, der sich außer der Zelle noch im Kreise befindet, aus Ohmschem oder induktivem Widerstand besteht.

In dem Fall, wenn der Zelle nur Ohmscher Widerstand vorgeschaltet ist, sind die Verhältnisse besonders übersichtlich. In den Kurven von Fig. 3 sind als Beispiele die Resultate von einigen Meßreihen bei einer Transformatorspannung von etwa 100 Volt dargestellt. Die an die Kurven angeschriebenen Zahlen bedeuten

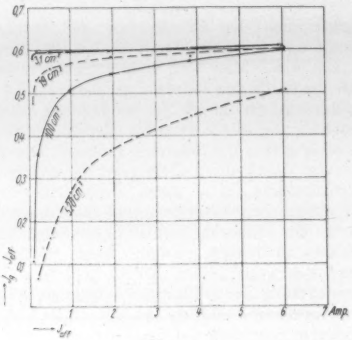


Fig. 3.

die *Al*-Oberfläche der betreffenden Zelle. Während z. B. die Zelle mit der großen *Al*-Oberfläche von 520 cm² bei einem effektiven Strom von 0,6 Amp. einen Wert $J_g : J_{eff} = 0{,}190$ ergab, und demnach das Oszillogramm des durchgehenden Stroms Fig. 4 — die Transformatorspannung ist in Fig. 5 dargestellt — eine Unsymmetrie nur eben erkennen läßt, zeigt die Stromkurve Fig. 6 der Zelle mit 3,1 cm² *Al*-Oberfläche bei demselben effektiven Strom noch eine fast vollkommene Ventilwirkung. Der Wert 0,595, den $J_g : J_{eff}$ in diesem Fall besitzt, würde dem Grenzwert $2/\pi = 0{,}637$, welcher vollkommener Ventilwirkung bei Ohmschem Widerstand entsprechen würde, noch näher liegen, wenn die Voraussetzung dieses Grenzwerts, sinusförmiger Strom, d. h. eine Stromkurve wie diejenige von Fig. 7, realisiert wäre.

Fig. 7.

Ganz ähnliche Verhältnisse, wie die in Fig. 3 dargestellten, ergaben Messungen bei den Transformatorspannungen 55 und 140 Volt.

In dem Fall, wenn außer der Zelle im wesentlichen induktiver Widerstand sich im Kreise befindet, sind die Verhältnisse nach Fig. 8, die im übrigen Fig. 3 entspricht, verwickelter. Sie werden verständlich durch die Überlegungen, auf Grund deren Herr Papalexi[1]) vor kurzem die bisherigen Vorstellungen über die Wirkung der Ventilzellen einer sehr berechtigten Revision unterzogen hat. Der Grenzfall bei induktivem Widerstand ist dargestellt durch eine Strom-

Aufnahmen sind mit der Braunschen Röhre nach einer früher beschriebenen Methode (vgl. J. Zenneck, diese Zeitschr. **14**, 226, 1913) angefertigt worden.

1) Die Figuren 1, 2, 4, 5, 6, 10, 11, 12, 13, 14 befinden sich auf Tafel XVIII—XX.

2) Auf die Bedeutung der Stromdichte hat besonders G. Mayrhofer (E. T. Z. **21**, 913, 926, 1900) hingewiesen. In anderen Arbeiten ist der Einfluß der Stromdichte vielfach nicht richtig in Erscheinung getreten, weil die Spannung nicht konstant gehalten wurde oder die Zellen sich noch nicht im stationären Zustand befanden.

1) N. Papalexi, Ann. d. Phys. **39**, 976, 1912.

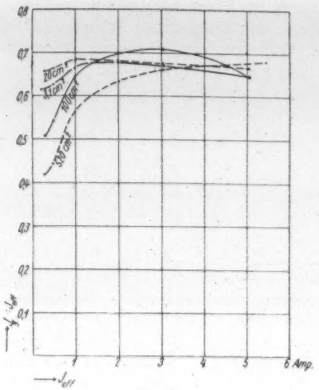


Fig. 8.

kurve der Form Fig. 9, der ein Wert $J_g : J_{eff} = \sqrt{\frac{2}{3}} = 0{,}816$ entsprechen würde. Die Bedingungen für diesen Grenzfall sind, daß die Transformator-(bzw. Maschinen-)Spannung merklich

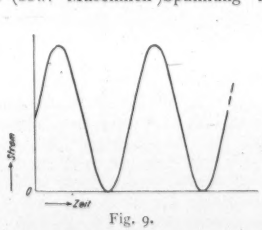


Fig. 9.

sinusförmig, daß die Ventilwirkung vollkommen, d. h. daß der Widerstand der Zelle in der Drosselrichtung $= \infty$ und daß der Ohmsche Widerstand in der Durchlaßrichtung verschwindend klein gegen den induktiven ist. Je größer der Ohmsche Widerstand im Verhältnis zum induktiven ist, um so mehr sinkt der Wert für $J_g : J_{eff}$, um so mehr nähert er sich dem Werte 0,637 für vollkommene Ventilwirkung bei Ohmschem Widerstand.

Bei den Beispielen von Fig. 8 hat man es nun augenscheinlich mit dem Zusammenwirken von zwei Faktoren zu tun: 1. der Vergrößerung der Ventilwirkung und damit des Wertes $J_g : J_{eff}$ durch die Verkleinerung der *Al*-Oberfläche und die Vergrößerung der Stromdichte, 2. der Vermehrung des Ohmschen Widerstands durch die Verkleinerung der *Al*-Oberfläche und der dadurch bewirkten Verkleinerung des Wertes von $J_g : J_{eff}$. So kommt es, daß die Zelle mit 520 cm² Oberfläche bei $J_{eff} = 0{,}258$ Amp. trotz ganz schlechter Ventilwirkung (vgl. Fig. 10) doch den ziemlich hohen Wert $J_g : J_{eff} = 0{,}418$, die Zelle mit 20 cm² *Al*-Oberfläche bei $J_{eff} = 0{,}273$ Amp. für $J_g : J_{eff}$ den sehr hohen Wert 0,659 trotz mäßiger Ventilwirkung (vgl. Fig. 11) erzielte, während die Zelle mit 3,1 cm *Al*-Oberfläche bei $J_{eff} = 0{,}222$ trotz nahezu idealer Ventilwirkung (vgl. Fig. 12) für $J_g : J_{eff}$ nur einen verhältnismäßig kleinen Wert, nämlich 0,616, ergab.

Beurteilt man die Güte der Ventilwirkung nicht nach dem Werte von $J_g : J_{eff}$, der in diesem Falle kein Maß dafür gibt, sondern nach den Stromkurven, von denen wir eine große Menge aufgenommen haben, so tritt der Einfluß der Stromdichte auf die Güte der Ventilwirkung ebenso scharf hervor, wie bei den Kreisen mit ausschließlich Ohmschem Widerstand.

d) Unter den Ursachen für die angegebenen Erscheinungen spielt eine wesentliche Rolle die Tatsache, daß, wie ein einfacher Versuch zeigt, jeder Strom in der Durchlaßrichtung eine Entformierung (Verminderung des Widerstands an der *Al*-Elektrode) hervorruft, wie ein Strom in der Drosselrichtung eine Formierung (Vermehrung des Widerstands an der *Al*-Elektrode) bewirkt.

Der stationäre Zustand ist aufzufassen als ein Gleichgewichtszustand, dadurch bestimmt, daß die Entformierung durch den Strom in der Durchlaßrichtung gerade kompensiert wird durch die Formierung des Stroms in der Drosselrichtung. Bei dieser Auffassung ist es ohne weiteres verständlich, daß man im stationären Zustand stets einen Strom in der Drosselrichtung bekommen muß, wenn auch die Stromdichte noch so groß ist: da der Strom in der Durchlaßrichtung stets eine Entformierung zur Folge hat, muß sie auch stets kompensiert werden, wenn der stationäre Zustand aufrecht erhalten werden soll. (Der Fall von Fig. 13[1]), der bei oberflächlicher Betrachtung kaum einen Strom in der Drosselrichtung erkennen ließ, zeigte ihn sofort — Fig. 14[1]) —, als die Ablenkung auf dem Schirm der Braunschen Röhre 14mal so groß gemacht worden war.) Ein Strom in der Drosselrichtung ist demnach nicht nur die Folge davon, daß der Widerstand in der Drosselrichtung nie unendlich ist, sondern er ist auch die notwendige Bedingung für den stationären Zustand der Zelle: eine vollkommene Ventilwirkung ist mit dem stationären Zustand unverträglich.

Daß die Wirkung des starken Stroms in der Durchlaßrichtung kompensiert werden kann

1) $J_{eff} = 5$ Amp., $V_{eff} = 65$ Volt, *Al*-Oberfläche $= 3{,}1$ cm; nur Ohmscher Widerstand im Kreis. — In Fig. 14 war die Stromkurve in der Durchlaßrichtung zu lichtschwach, um auf der Platte genügend herauszukommen.

durch die Wirkung des schwachen Stroms in der Drosselrichtung, ist nur dadurch möglich, daß die elektrolytischen Vorgänge, die sich hier abspielen, nicht umkehrbar sind. Ein einfacher Versuch zeigt, daß die Verminderung des Widerstands[1]), die durch eine gewisse Elektrizitätsmenge hervorgerufen wird, wenn sie in der Durchlaßrichtung durch die Zelle hindurchgeht, viel kleiner ist als die Vermehrung des Widerstands[1]), welche dieselbe Elektrizitätsmenge bewirkt, wenn sie die Zelle in der Drosselrichtung passiert.

Der Grund dafür mag in Konzentrationsänderungen an der *Al*-Elektrode und dadurch bewirkte Diffusionserscheinungen zu suchen sein, wie sie von F. Krüger[2]) und P. G. Gundry[2]) in ihrem Einfluß auf die Wechselstrompolarisation studiert worden sind. Wenn auch die von ihnen untersuchten Fälle vielleicht wesentlich verschieden sind von dem hier vorliegenden, so lassen die dortigen Überlegungen doch erkennen, daß überall, wo diese Diffusionserscheinungen eine Rolle spielen, der Einfluß um so größer werden muß, je größer die Stromdichte ist, daß er verschwinden muß, wenn die Stromdichte genügend klein geworden ist. Auch das letztere stimmt mit den oben mitgeteilten Beobachtungen insofern, als das Verhältnis $J_g : J_{\text{eff}}$ (bei Ohmschem Widerstand im Kreise) tatsächlich mit abnehmender Stromdichte nach Null konvergiert. Wenn es sich aber um solche Erscheinungen handelt, dann ist auch zu erwarten, daß die Ungleichheit in der elektrolytischen Wirkung nach beiden Richtungen und damit die Ventilwirkung um so kleiner ausfallen muß, je größer die Frequenz des Wechselstroms ist. Auch diese Folgerung ist durch die Versuche bei Hochfrequenz bestätigt worden.

e) Für die Versuche mit Hochfrequenzströmen war mir von Herrn Prof. Dr. Rößler eine Maschine des Elektrotechnischen Instituts freundlichst zur Verfügung gestellt worden. Sie ist von der Compagnie de l'industrie électrique et mécanique (Genf) nach den Patenten von Thury gebaut und besitzt vier Stromkreise für je maximal 100 Volt und 8 Amp. Der Wendepolmotor gestattete, die Frequenz in bequemer Weise zwischen 4000 und 10000/sec zu variieren.

Nach dem oben Ausgeführten war vor allem zu erwarten, daß auch hier der Einfluß der Stromdichte stark hervortreten werde. Das war in hohem Maße der Fall. Bei der ersten Orientierung habe ich mit einer Zelle von 19 cm² *Al*-Oberfläche Versuche gemacht und unter Vorschaltung von Ohmschem Widerstand bei $V_{\text{eff}} = 95$ Volt und der Frequenz $N = 4000$/sec z. B. folgende Zahlen erhalten:

$J_{\text{eff}} = 1{,}96$ Amp.	J_g[1]): $J_{\text{eff}} = 0{,}0347$
$= 5{,}86$ „	$= 0{,}281$
$= 7{,}14$ „	$= 0{,}354$
$= 8{,}5$ „	$= 0{,}390$.

Diese Zahlen für $J_g : J_{\text{eff}}$ liegen so weit unter denjenigen, welche die Zellen mit 3,1 cm² *Al*-Oberfläche ergaben, daß ich nur noch mit dieser weitergearbeitet habe.

Die Ergebnisse, welche diese Zellen mit 3,1 cm² *Al*-Oberfläche lieferten in dem Fall, daß ihnen nur Ohmscher Widerstand vorgeschaltet war, sind in den Kurven von Fig. 15

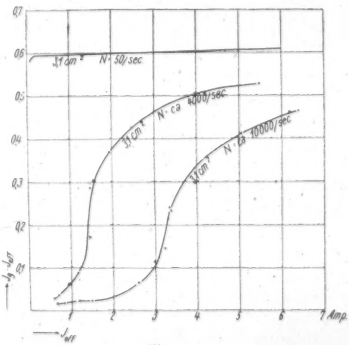


Fig. 15.

zusammengestellt für die Frequenzen $N = 4000$ und 10000/sec. Die Werte, die mit Punkten eingetragen sind, beziehen sich auf eine Maschinenspannung von 95 Volt, die mit Kreuzen eingetragenen auf eine solche von 75 Volt. Zum Vergleich ist auch noch die Kurve für $N = 50$/sec und $V_{\text{eff}} = 100$ Volt aus Fig. 3 eingetragen. Die Kurven zeigen auf der einen Seite, daß man auch noch bei einer Frequenz von 4000 und 10000/sec gute Ventilwirkung bekommen kann, auf der anderen Seite aber

1) Gemeint ist damit hier und im folgenden immer der Widerstand an der *Al*-Elektrode für einen Strom in der Drosselrichtung.

2) F. Krüger, Ztschr. f. phys. Chem. **45**, 1, 1903; P. G. Gundry, Zeitschr. f. phys. Chemie **53**, 177, 1905.

1) Obwohl auch bei Hochfrequenz gegen die Messung von J_g durch Gleichstrom-Präzisions-(Deprez d'Arsonval-)Instrumente keine prinzipiellen Bedenken vorliegen, rechnete ich doch mit der Möglichkeit, daß infolge der technischen Ausführung dieser Instrumente bei Hochfrequenz Störungen auftreten könnten. Ich habe deshalb die Angaben des Gleichstrominstruments (Präzisions-Milliampèremeter von Siemens & Halske), während es sich im Hochfrequenzkreis mit Ventilzelle befand, durch ein Wasserstoffvoltameter (Nickelelektroden in Kalilauge) kontrolliert und auch noch bei $N = 10000$/sec eine vorzügliche Übereinstimmung gefunden. Für die im folgenden angegebenen Messungen wurde deshalb stets das Gleichstrominstrument benützt.

auch, daß eine leidliche Ventilwirkung nur erzielbar ist mit großer Stromdichte. Von einer gewissen Stromdichte an abwärts (bei $N = 4000$/sec von etwa $^2/_3$ Amp./cm², bei $N = 10000$/sec von etwa $^4/_3$ Amp./cm² an) fällt die Güte der Ventilwirkung sehr stark ab.

Die Versuche mit vorgeschaltetem wesentlich induktivem Widerstand ergaben nichts Bemerkenswertes, nur zeigte sich gelegentlich eine gewisse Inkonstanz der Werte: es schien, als ob hier gelegentlich Resonanzerscheinungen, die durch die Kapazität der Zelle bedingt sind, eine Rolle spielten. Ich gebe im folgenden einige Meßergebnisse.

$V_{eff} = 75$ Volt,	$J_{eff} = 0{,}249$ Amp.,	$J_g : J_{eff} = 0{,}012$
75 „	0,882 „	0,083
75 „	1,904 „	0,336
75 „	1,930 „	0,354
75 „	1,950 „	0,357
75 „	1,950 „	0,328 (bei einem anderen Versuch)
75 „	2,06 „	0,340
95 „	0,295 „	0,129
95 „	1,09 „	0,149
95 „	1,90 „	0,334
95 „	2,29 „	0,381

Diese Werte liegen den bei rein Ohmschem Widerstand erzielten sehr nahe, was nicht verwunderlich ist, da der Ohmsche Widerstand der Zellen verhältnismäßig groß war.

Mit Rücksicht auf eine zur Transformation der Frequenz verwendbare Schaltung (vgl. f) wurde auch noch versucht, den Stromkreis zu verzweigen, in jeden Zweig eine Zelle einzuschalten und zwar so, daß die Ventilrichtung der 2 Zellen in entgegengesetzte Richtung fiel (vgl. Fig. 16), und es wurde nun das Verhältnis $J_g : J_{eff}$ in jedem Zweig bestimmt. Der Wert stimmte innerhalb der Meßfehler überein mit demjenigen, den eine einzige Zelle bei Ohmschem Widerstand im Kreis ergeben hatte (vgl. Fig. 15).

Nach den Überlegungen von **d** war wenigstens mit der Möglichkeit zu rechnen, daß verschiedene Elektrolyte bei Hochfrequenz verschiedene Ventilwirkung geben könnten, auch dann, wenn die Ventilwirkung bei Gleichstrom merklich dieselbe ist. Ich habe deshalb außer einer 5 proz. Ammoniumphosphatlösung auch eine bei ca. 20° gesättigte Lösung von Ammoniumborat und ebenso eine gesättigte Lösung von Natriumbikarbonat bei einer Frequenz von 4000/sec und Ohmschem Widerstand im Kreise untersucht. Bei Ammoniumboratlösung ergaben sich für $J_g : J_{eff}$ etwas kleinere Werte als für Ammoniumphosphat, doch waren sie nur um wenige Proz. davon verschieden. Die Natriumbikarbonatlösung lieferte bei verhältnismäßig niederen Spannungen (60 und 75 Volt) etwas höhere Werte (z. B. 0,551 bei 75 Volt und $J_{eff} = 4{,}56$ Amp.) als Ammoniumphosphatlösung, aber schon bei 95 Volt schlechtere: es scheint demnach, daß die zulässige Spannung bei dieser Lösung sehr gering ist.

f) Transformation der Frequenz.

Bekanntlich[1]) lassen sich Ventilzellen dazu verwenden, um die Frequenz eines Wechselstroms auf den doppelten Wert zu transformieren. Eine der für diesen Zweck möglichen Schaltungen ist in Fig. 16 skizziert; der Kondensatorkreis LC ist auf die doppelte Frequenz des von der Maschine gelieferten Wechselstroms abgestimmt. Die Versuche, die mit einer Maschinenfrequenz von 4000 und 10000/sec ausgeführt wurden, zeigten, daß man auf diese Weise im Kondensatorkreis kräftige Schwingungen von der Frequenz 8000 bzw. 20000/sec erhalten kann.

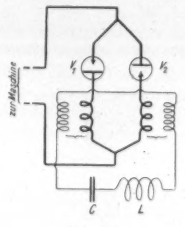


Fig. 16.

Günstig hat sich eine Abänderung der Schaltung von Fig. 16 erwiesen, bei der über den Wechselstrom ein Gleichstrom in der Drosselrichtung überlagert wird. Zu diesem Zweck werden (vgl. Fig. 17) Akkumulatoren A in die beiden Zweige eingeschaltet. Bei einer ganz bestimmten Anzahl derselben ergab sich

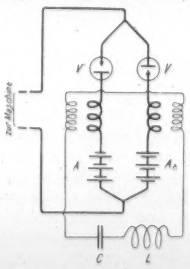


Fig. 17.

[1]) J. Zenneck, Wied. Ann. **69**, 858, 1899.

eine nicht unerhebliche Steigerung der Wirkung, obwohl der den Akkumulatoren entnommene Strom nur von der Größenordnung eines Milliampère war.

Ob es bei dieser Art der Transformation gelingen wird, trotz des verhältnismäßig großen Widerstands der Zellen einen guten Wirkungsgrad zu erzielen, lassen die bisherigen Versuche noch nicht erkennen.

g) Die Bedingung großer Stromdichte, die besonders bei Hochfrequenz unerläßlich ist für die Erreichung einer leidlichen Ventilwirkung, läßt sich nur erfüllen, wenn die Aluminiumelektrode und ihre Umgebung gut gekühlt ist. Ich habe gute Erfahrungen gemacht mit einer Anordnung, die in Fig. 18 skizziert ist. Die

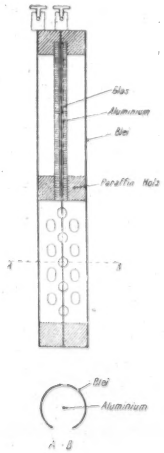


Fig. 18.

Bleielektrode bestand aus einer aufgeschnittenen und perforierten Bleiröhre von 24 mm ⌀, die Aluminiumelektrode aus einem Aluminiumdraht von 1 mm ⌀ und einer wirksamen Länge von 100 mm; sie wurde durch Stückchen von paraffiniertem Holz in ihrer Lage in der Achse der Bleiröhre festgehalten. Die Röhre wurde in ein größeres Gefäß mit dem Elektrolyten hineingestellt und zwar so, daß die Achse derselben möglichst stark gegen die Vertikale geneigt war und die offene Seite der Röhre nach oben zeigte. Das Gefäß stand in einem zweiten, durch welches Wasserleitungswasser hindurchströmte. Bei dieser Anordnung erhält man eine lebhafte Zirkulation des Elektrolyten und die Aluminiumelektrode erhitzt sich selbst bei den hohen von mir verwandten Stromdichten nicht in unzulässiger Weise. Die Lebensdauer der Zellen war infolge davon eine ausgezeichnete. —

Für die gütige Überlassung der Hochfrequenzmaschine möchte ich Herrn Prof. Dr. Roeßler meinen verbindlichsten Dank aussprechen, ebenso Herrn Dr. H. Rukop für seine Mitarbeit bei den Versuchen und die Aufnahme der Oszillogramme.

Danzig-Langfuhr, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 27. Mai 1913.)

Über die magnetische Trennung der von Funken in einem verdünnten Gase ausgehenden Ionen.

(Sulla separazione magnetica dei ioni emessi dalle scintille in un gas rarefatto.)

Von Augusto Righi[1]).

Aus meinen früheren Versuchen hat sich folgendes ergeben: Wenn man in verdünnter Luft kräftige Funken übergehen läßt, werden von diesen nach allen Richtungen hin mit beträchtlicher Geschwindigkeit Ionen beider Arten und wahrscheinlich auch Elektronen ausgeschleudert. Durch verschiedene Versuche habe ich weiterhin die von diesen hervorgebrachten mechanischen Wirkungen, insbesondere jene Drehbewegungen dargetan, die ich ionomagnetische Drehungen benannt habe, und die dann auftreten, wenn man in geeigneter Weise ein Magnetfeld auf bewegliche Körper einwirken läßt, welche in die Luft eingebettet sind, in der die Funken entstehen, oder überhaupt in ein auf irgendeine sonstige Art ionisiertes Gas.

Ich habe mir nun gedacht, daß es möglich sein müsse, einen weiteren Beweis für diese Emission elektrisierter Teilchen seitens der Funken dadurch zu erbringen, daß man ein senkrecht zum Strome dieser Teilchen verlaufendes Magnetfeld wirken läßt. Die Teilchen werden nämlich sämtlich aus ihrer Bahn abgelenkt werden, und zwar die positiven im einen, die negativen im entgegengesetzten Sinne, und man wird sie auf zwei passend angeordneten Elektroden auffangen können.

Der Versuch hat diese Voraussicht bestätigt, und ich will ihn hier beschreiben. Die Anordnung ähnelt naturgemäß jener, mit der man das bekannte Hallphänomen hervorbringt. Sie unterscheidet sich von ihr dadurch, daß bei dem neuen Versuch die verdünnte Luft die Stelle der Metallscheibe einnimmt, während die seitens der Funken ausgesandten Teilchen beider-

1) Vorgetragen in der Sitzung der Reale Accademia delle Scienze dell' Istituto di Bologna am 9. März 1913.

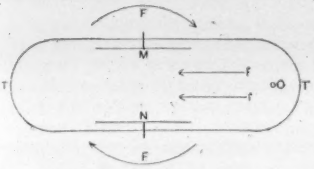


Fig. 1.

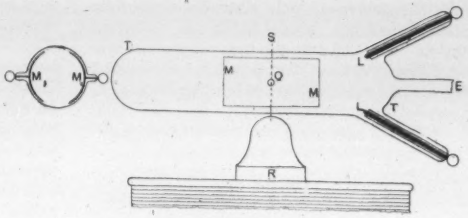


Fig. 2.

lei Vorzeichens die Elektronen vertreten, die nach der Elektronentheorie der Strömung in Metallen eben diese Strömung bilden, sei es nun (nach der Ansicht mancher Forscher) für sich allein, oder (nach der Ansicht anderer) gemeinsam mit positiven Teilchen, die sich in entgegengesetzter Richtung bewegen. Bei den hier beschriebenen Versuchen wandern die Teilchen der beiden Vorzeichen in derselben Richtung, und nicht in entgegengesetzten Richtungen.

Während nun in dem Metall der Halleffekt null sein würde, wenn der Strom in einem Transport gleicher Elektrizitätsmengen beiderlei Vorzeichens mit gleicher Geschwindigkeit bestände, würden wir hier infolge dieses Unterschieds auch dann einen Transversalstrom erhalten, wenn diese Bedingung erfüllt wäre.

Es sei O (in Fig. 1) die Stelle, an der die Funken übergehen, und die nahe am einen Ende der mit verdünnter Luft gefüllten Röhre TT liegen möge. M, N seien zwei mit einem Galvanometer verbundene Metallplatten. Von O werden positive und negative Teilchen nach allen Richtungen ausgeschleudert, insbesondere in der Richtung der Pfeile ff. Wenn man aber ein senkrecht zur Zeichnungsebene gerichtetes Magnetfeld wirken läßt, so müssen die Ionen und die Elektronen zwischen zwei aufeinanderfolgenden Zusammenstößen abgelenkt werden, und zwar die einen gegen M hin (nämlich die negativen Ionen und die Elektronen, wenn der Strom, auf den sich das Magnetfeld zurückführen läßt, die Richtung der Pfeile F, F hat), und die anderen gegen N hin (nämlich die positiven Ionen, wenn das Feld die eben bezeichnete Richtung hat).

Der Apparat, den ich benutzt habe, ist in Fig. 2 in ungefähr einem Viertel der wirklichen Größe dargestellt.

Die Röhre TT trägt nahe an einem Ende drei Verzweigungen: C, D, E. Durch die beiden erstgenannten treten die Elektroden L, L ein, zwischen denen die Funken überspringen. Sie bestehen aus dicken Metalldrähten, die bis fast an das abgerundete Ende von Glasröhrchen umgeben sind. Der Zweig E dient zum Anschluß der Röhre an die Pumpe. Zur Erzeugung des Magnetfeldes dient die unter der Röhre angeordnete Spule R. Zum Auffangen der Ionen dienen schließlich zwei aus rechteckigen Blechen gebildete Elektroden M, deren Stützen in zwei Punkten O aus dem Glase austreten, die an den Enden des horizontalen Durchmessers des senkrechten Schnittes S durch die Röhre liegen.

Sie sind besser in M_1, M_2 in der seitlichen Zeichnung zu sehen, welche diesen Schnitt wiedergibt.

Die Entladungen zwischen den Elektroden L, L werden im allgemeinen von zwei Kondensatoren geliefert, von denen jeder eine Kapazität von ungefähr 37620 elektrostatischen Einheiten besitzt. Ihre äußeren Belegungen sind mit den Elektroden L, L verbunden, die ihrerseits außerdem durch eine Flüssigkeitssäule miteinander verbunden sind, deren Mitte direkt zur Erde abgeleitet ist. Die inneren Belegungen sind dabei mit den Konduktoren einer beständig in Betrieb befindlichen Elektrisiermaschine und mit einem Spinterometer verbunden. Im allgemeinen erhält man in letzterem Funken von 2 bis 4 mm Länge (zwischen Messingkugeln von 5 cm Durchmesser). Jeder dieser Funken gibt zu einer Entladung in der Röhre Anlaß. Die Flüssigkeitswiderstände müssen bei den eigentlichen Versuchen ziemlich groß sein und bestehen daher gewöhnlich aus Röhren mit Alkoholfüllung.

Solange man die Spule nicht erregt, zeigt das Galvanometer, auch wenn es sehr empfindlich ist, keinen Ausschlag. Aber ein solcher erfolgt im erwarteten Sinne, sobald man das Feld erregt, und wechselt seine Richtung zugleich mit der des Feldes. Er nimmt dann bis zu einem gewissen Punkte mit wachsender Stärke des Magnetfeldes zu.

Ich teile hier einige Versuchsergebnisse mit. In der ersten Spalte der nachstehenden Tabelle I sind die Werte verzeichnet, welche die Magnetfeldstärke der Reihe nach hatte, und zwar in der Mitte der Röhre, genau 27 mm über dem

Polschuh gemessen, mit dem die Spule versehen ist. In der zweiten Spalte sind die Stromstärken verzeichnet, die dem doppelten Galvanometerausschlage entsprechen, d. h. dem Ausschlage, den man bei Umkehrung des Magnetisierungsstroms abliest.

Während dieser Messungsreihe betrug der Luftdruck in der Röhre $^1/_{25}$ mm.

Tabelle I.

Magnetfeldstärke in Gauß	Stromstärke in Mikroampere
255	3,5
407	17,5
679	26,5
891	29,5
1104	34
1316	26
1740	5,2
891	35

Wie man sieht, wächst der Transversalstrom zunächst mit zunehmender Feldstärke bis zu einem Höchstwerte, um dann rasch abzunehmen, während man eine Proportionalität zwischen Stromstärke und Magnetfeldstärke erwartet haben würde. Die rasche Abnahme beruht sicherlich, wenigstens zum Teil, auf dem Einflusse, den eben das Feld unmittelbar auf die Entladungen ausübt, einem Einflusse, der die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden verändert, welche erforderlich ist, um die Entladung einzuleiten, und um sie zu unterhalten. Daß ein solcher Einfluß stattfindet, ergibt sich unter anderem daraus, daß man, wenn mit zunehmender Feldstärke die Phase der Abnahme der Transversalstromstärke beginnt, eine gewisse Verschiedenheit im Tone und im Rhythmus der Entladungen bemerkt, die gleichsam verkümmert aufzutreten scheinen, bis sie schließlich zu entstehen aufhören.

Diese Art der Behinderung der Entladungen zeigt sich dann bei um so geringerer Feldstärke, je weiter man die Verdünnung in der Röhre getrieben hat. Beispielsweise erhielt ich den größten Galvanometerausschlag bei einem Felde von 260 Einheiten, als die Luft bis auf $^1/_{50}$ mm verdünnt war. Ich erachtete es deshalb für nutzlos, die Verdünnung noch weiter zu treiben.

Im Verlaufe dieser Versuche hatte ich Gelegenheit, von neuem eine Tatsache festzustellen, auf die ich bereits hinweisen konnte, als ich über die Ergebnisse meiner Versuche über die zur Erzeugung einer Entladung erforderliche Potentialdifferenz zwischen den Elektroden berichtete, nämlich die Tatsache, daß diese Potentialdifferenz stark zunimmt, wenn man unter sonst gleichen Verhältnissen lange Zeit hindurch die Funken dauernd überspringen läßt und dabei den Druck der Luft durch fortgesetzten regelmäßigen Gebrauch der Pumpe konstant erhält. Da sich nun merklich der ursprüngliche Wert dieser Potentialdifferenz wieder einstellt, wenn man eine Zeitlang die Luft wieder in die Röhre eintreten läßt, so scheint es, daß man diese beobachtete Erscheinung, auf der möglicherweise die Unstimmigkeiten zwischen den von verschiedenen Forschern bestimmten Werten beruhen, dadurch erklären muß, daß durch die Entladungen Gase entfernt werden, die an den Elektroden haften oder in ihnen okkludiert sind, und daß die Elektroden das ihnen entzogene Gas teilweise zurückerstattet erhalten, wenn sie in einer Umgebung unter hohem Druck verweilen.

Was ich im vorliegenden Falle beobachtet habe, war eine fortschreitende Abnahme der Transversalstromstärke, wenn ich die Wirkung ziemlich ausdehnte, und eine Wiederherstellung des ursprünglichen Wertes, nachdem ich den Apparat mit Luft unter gewöhnlichem Atmosphärendruck gefüllt in Ruhe gelassen hatte. Weiterhin stellte ich noch fest, daß nach langem Funkenübergang in der Röhre der Wert der Feldstärke, dem der Höchstwert der Transversalstromstärke entsprach, kleiner wurde, und daß es unter solchen Umständen möglich war, einen weit stärkeren Transversalstrom als den anfänglich beobachteten zu erhalten.

Unabhängig von diesen Nebenumständen ist festzustellen, daß die Transversalstromstärke bei gleicher Feldstärke bei einer gewissen Verdünnung einen Höchstwert aufweist, analog wie ich es bei Untersuchung der mechanischen Wirkungen der von den Funken ausgeschleuderten Teilchen beobachtet habe. Beispielsweise habe ich bei Anwendung eines Magnetfeldes von 1100 Einheiten die nachstehenden Werte erhalten:

Tabelle II.

Druck der Luft in mm	Stromstärke in Mikroampere
0,040	6,3
0,032	7,2
0,024	7,8
0,010	9,5
0,008	3

Die anfänglich festgestellte Zunahme beruht natürlich auf der Abnahme der Anzahl von Zusammenstößen, denen die Teilchen ausgesetzt sind. Die Abnahme zum Schluß rührt sicherlich zum Teil von der Wirkung her, welche das Feld auf die Funken ausübt, und von der weiter oben die Rede gewesen ist. Diese störende Wirkung läßt sich leicht ausmerzen oder doch wenigstens so weit verringern, daß sie fast zu vernachlässigen ist. Zu diesem Zwecke brauchen wir nur zur Erzeugung des

Magnetfeldes statt einer einfachen Spule R (Fig. 2) — wie wir sie bisher angenommen hatten, um die Versuchsanordnung so einfach wie nur möglich zu gestalten, wie es für einen Demonstrationsversuch zweckmäßig ist — den üblichen Rühmkorffschen Elektromagnet anzuwenden, wie er allgemein zur Hervorbringung des Hallphänomens in Gebrauch ist. Wir müssen uns, um es mit anderen Worten auszudrücken, vorstellen, daß sich gegenüber der Spule R in Fig. 2 eine zweite gleiche Spule befinde, welche bei S der Röhre TT einen Pol von entgegengesetztem Vorzeichen zuwendet wie der Pol von R. Es ist nämlich klar, daß bei gleicher Magnetfeldstärke in O die Stärke in LL viel kleiner sein wird als die, welche bei alleiniger Verwendung der Spule R herrschte.

Tatsächlich zeigte sich bei einer solchen Versuchsanordnung die Wirkung des Feldes auf die Funken nicht mehr in merklichem Maße. Dennoch habe ich, wenn auch in viel weniger ausgeprägtem Maße, trotzdem das Vorhandensein eines Maximums im Werte der Transversalstromstärke festgestellt, wenn ich entweder die Feldstärke oder die Luftverdünnung allmählich größer werden ließ.

Bei den Versuchen, über die ich hier berichtet habe, betrug die Stärke des von der zur Aufladung der Kondensatoren benutzten Elektrisiermaschine gelieferten Stromes ungefähr $^1/_3$ Milliampere. Bei Verwendung einer kräftigeren Maschine würde natürlich die Zahl der in jeder Sekunde übergehenden Funken größer, und mithin die Transversalstromstärke höher sein.

Für einen Demonstrationsversuch kann man die Elektrisiermaschine und die Kondensatoren durch einen Induktor ersetzen. Mit einem großen Induktor habe ich bei direkter Verbindung der Elektroden L, L mit den Enden des Sekundärkreises einen Transversalstrom vom 10- bis 20fachen Betrage der oben angegebenen Stärke erhalten. Es kann deshalb in diesem Falle als Anzeigeinstrument ein Galvanometer von mäßiger Empfindlichkeit dienen, wie man sie gewöhnlich für Vorlesungszwecke benutzt.

(Nach einem Sonderabdruck aus Rendic. R. Acc. delle Scienze di Bologna, 1912—1913, aus dem Italienischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 15. April 1913.)

Zur Frage über elektrische Dispersion im Benzol, Toluol und Petroleum.

Von N. Linnitschenko.

Herr Professor A. R. Colley[1]) hatte mir die Arbeit übertragen, sog. Methylstreifen in Gasen nach der von Drude aufgestellten Drahtwellenmethode, welche Coolidge[1]) für kleine Flüssigkeitsmengen benutzte, unter Ersetzung der induktiven Koppelung durch direkte zu finden.

Im Verlaufe der Arbeit zeigte sich, daß diese Methode für diese Zwecke aus weiter unten angeführten Gründen nicht brauchbar ist, jedoch schien dieselbe Methode zur Bestimmung der Methylstreifen in kleinen Flüssigkeitsmengen brauchbar zu sein. Aber schon während der ersten Schritte zeigte es sich, daß die absoluten Messungen der dielektrischen Konstanten von Flüssigkeiten nach dieser Methode sehr schwierig sind, da der Einfluß der Koppelung, welcher mit der Länge des „erregenden Systems“[2]), der Kapazität des Kondensators, seiner Form, der Selbstinduktion usw. sich verändert, in Rechnung genommen werden muß.

Außerdem erfordert diese Methode Flüssigkeiten, von welchen die dielektrischen Konstanten bekannt und ebenfalls in dem zu untersuchenden Gebiete frei von anomaler Dispersion sind, welche mir jedoch nicht zur Verfügung standen.

Da der Zweck der Arbeit war, nicht die absoluten Bestimmungen der dielektrischen Konstanten von den zu untersuchenden Stoffen festzustellen, sondern nur die Veränderlichkeit derselben in Abhängigkeit von der Wellenlänge, wurden die Untersuchungen in einer solchen Weise geführt, daß nicht die absolute Wellenlänge gemessen wurde, sondern nur die Veränderungen derselben im Zusammenhange mit den Umstellungen des Kondensators längs des Systems, in welchem er sich befand.

Die Messungen wurden jede 1—1,5 mm für Halbwellenlängen von 260—350 mm für Toluol und von 325—352 mm für Benzol ausgeführt.

Bei diesen Ausführungen zeigten sich keine Veränderungen in der Wellenlänge, welche außerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen lagen.

Das Mißlingen der Untersuchungen läßt sich nur in folgender Weise erklären. Um sich von der Welle des Vibrators, welche schwächer als die des erregenden Systems ist, zu befreien, wurde eine breite Brücke und hinter dieselbe eine zweite ähnliche gestellt. Allerdings läßt diese Anordnung die Befürchtung der Vergrößerung der Dämpfung zu, welche ein Verwaschen oder Zusammendrücken der Streifen zur Folge haben kann.

Dieser letzte Umstand gab die Veranlassung zu einer andern Kondensatormethode, wo die Dämpfung nicht so großen Einfluß haben kann,

1) Diese Zeitschr. 11, 324, 1910.

1) Ann. d. Phys. u. Chem. **69**, 125, 1899.
2) Diese Zeitschr. **10**, 330, 1909.

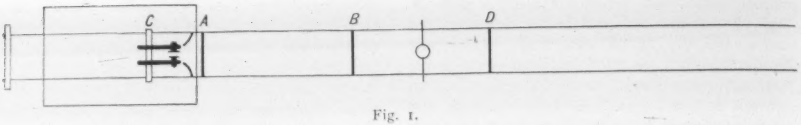


Fig. 1.

jedoch auch hier hatten die Untersuchungen ein volles Mißlingen zur Folge.

Eine mehr als zweiundeinhalbjährige sehr anstrengende Arbeit über die Auffindung der sog. Dispersionsstreifen zeigte Zweifel an der Richtigkeit der Resultate der Untersuchungen von A. R. Colley[1]) und N. N. Obolensky[2]), und gab die Veranlassung zu einer Wiederholung der Untersuchungen für große Flüssigkeitsmengen in großen Wannen, jedoch unter Ausschluß der von obengenannten Autoren zugelassenen Fehler.

Die ausgeführten Messungen in Toluol und Petroleum in dem Gebiet der Halbwellenlängen von 330—350 mm, wo nach Angaben obengenannter Autoren der Methylstreifen gefunden war, haben gezeigt, daß keine Streifen und keine Abweichungen, die außerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen liegen, existieren.

Da alle drei Methoden zu denselben Resultaten geführt haben, so glaube ich es nicht für überflüssig zu halten, eine kurze Beschreibung derselben zu geben.

Bei allen meinen Untersuchungen bediente ich mich der Methode, welche A. R. Colley zu der Untersuchung der elektrischen Drahtwellen anwandte und als Anordnung I[3]) benannte. Die Einrichtung ist aus Fig. 1 ersichtlich.

Durch eine mit Petroleum gefüllte Wanne sind zwei Paralleldrähte von 1 mm Dicke in einem Abstande von 20 mm voneinander gezogen. In den Arbeiten von A. R. Colley liegt der Teil A des „erregenden Systems“ AB, welcher den Vibrator mit demselben verbindet, in der Wanne. Um eine genaue Messung des erregenden Systems mittels Komparators (bis 0,1 mm) zu erreichen, verlegte ich diesen Teil A außerhalb der Wanne.

Da die Theorie der Methode für Bestimmung der dielektrischen Konstanten kleiner, zwischen Kondensatorplatten und parallelen Drähten sich befindenden Flüssigkeitsmengen von Coolidge[4]) ausgearbeitet ist, so wäre es am einfachsten, zu untersuchen, wie weit für den gegebenen Fall die von Coolidge für Bestimmung der dielektrischen Konstanten ausgeführte Formel angepaßt werden kann.

Coolidge hat die folgende Frage untersucht. Die Welle des Vibrators wird in ein System, in welchem sich zwei Kondensatoren befinden, gesandt: der eine ist starr mit dem Anfange des Systems verbunden, der andere längs desselben beweglich angeordnet. Im gegebenen

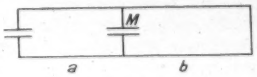


Fig. 2.

Falle in meiner Arbeit ist der erste Kondensator durch eine Drahtbrücke ersetzt worden. Die Lage des Kondensators ist von Einfluß auf die Länge der Welle. Wenn man die Abstände des Kondensators M (inklusive Brückenverkürzungen) durch a und b bezeichnet, so hat man für die Bestimmung der Wellenlänge in Abhängigkeit von a und b und der Kapazität des Kondensators M den folgenden Ausdruck:

$$\pi k = \frac{\lambda}{2}\left(\operatorname{ctg}\frac{2\pi a}{\lambda} + \operatorname{ctg}\frac{2\pi b}{\lambda}\right), \qquad (1)$$

wo k eine für den gegebenen Kondensator konstante Größe ist.

Um die Frage, wie weit die Formel von Coolidge für das Schema, mit welchem diese Arbeit geführt ist, angewandt werden kann, zu untersuchen, müßte man Flüssigkeiten haben, die bestimmt keine anomale Dispersion zeigen, aber leider stand während der Zeit dieser Arbeit diese Frage völlig offen. Man könnte die Untersuchungen auch mit Luftkondensatoren ausführen; eine solche Untersuchung stößt jedoch auf große Schwierigkeiten infolge der kleinen Kapazität derselben, da erstens, wie weiter unten gezeigt wird, der prozentuale Fehler der Beobachtungsresultate sehr viel von der Größe des Kondensators selbst abhängt und sich mit Vergrößerung desselben verkleinert. Zweitens, um Entladungen im Kondensator zu vermeiden, muß man den Abstand zwischen den Kondensatorplatten vergrößern, was eine derartige Vergrößerung der Platten und des Kondensators bedingt, daß man von dem von Coolidge gegebenen Schema, für welches obige Gleichung paßt, abweichen muß.

1) Diese Zeitschr. **11**, 324, 1910.
2) Diese Zeitschr. **11**, 433, 1910.
3) Diese Zeitschr. **10**, 330, 1909.
4) Wied. Ann. **69**, 125, 1899.

Tabelle I enthält die Resultate der Kontrolle über die Gültigkeit der Gleichung (1) für den Luftkondensator kleiner Kapazität von der aus Fig. 3 ersichtlichen Form. Die Messungen der Wellenlängen wurden von den zwei ersten, dem neunten und zehnten Knoten ausgeführt. Die

Fig. 3.

Halbwellenlänge ist aus der relativen Lage der Knoten bestimmt und nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet. Um die Knoten der neunten und zehnten Halbwellenlänge von 260—300 mm zu bekommen, muß man die Koppelung des „erregenden Systems" mit Vibrator vergrößern (die Verkürzung der näher zum Vibrator liegenden Brücke war mit 8,95 mm bestimmt worden). Gleichfalls um scharfe Knoten für Halbwellenlängen von 410—460 mm zu erhalten, muß man eine sehr kurze Brücke verwenden (Brückenverkürzung war mit 5,48 mm bestimmt).

In der Tabelle I sind die Werte a und b der Teile des erregenden Systems schon mit Brückenverkürzungen gegeben, $\frac{\lambda}{2}$ ist die Halbwellenlänge (gemessene), $\frac{\lambda'}{2}$ die Halbwellenlänge (berechnet auf Grund des arithmetischen Mittels), K ist die Konstante, welche gleich $\pi\varkappa = \delta_0 + \varepsilon\delta$ ist, wo δ_0 der Kapazität derjenigen Stücke der Kondensatordrähte proportional ist, welche im äußeren Luftraume und in der Glaswand des Kölbchens liegen, während $\varepsilon\delta$ der Kapazität der

Tabelle I.

Länge des „erregenden Systems"	$\frac{\lambda}{2}$ gem.	$\frac{\lambda'}{2}$ ber.	$\Delta\left(\frac{\lambda}{2}\ \frac{\lambda'}{2}\right)$	a	b	K	$K_{\text{Mitt.}}$
mm	mm	mm		mm	mm		
	294,34	293,90	+0,44	123,75	118,60	16,78	
	293,95	293,90	+0,05	123,60	118,75	16,64	
	293,67	293,62	+0,05	128,42	113,93	16,64	
	293,00	292,95	+0,05	133,80	108,55	16,64	
228,10	291,86	292,06	−0,20	138,60	103,75	16,57	
	290,57	290,77	−0,20	144,05	98,30	16,57	
	287,66	287,60	+0,06	153,47	88,88	16,64	
	282,50	282,70	−0,20	164,50	77,85	16,57	
	270,60	270,70	+0,10	184,40	57,95	16,62	16,63
	263,53	263,69	−0,16	194,27	48,08	16,52	
	465,23	465,20	+0,03	216,6	196,44	16,65	
	464,50	464,62	−0,12	222,8	190,08	16,59	
	464,39	464,51	−0,12	187,2	225,84	16,59	
402,1	454,26	453,86	−0,40	136,75	276,13	16,80	
	453,84	454,10	+0,26	137,30	275,58	16,52	
	444,16	443,74	+0,42	108,30	304,58	16,85	
	437,48	437,26	+0,22	92,35	320,53	16,77	
	430,85	430,96	−0,11	76,70	336,34	16,55	

im Innenraum des Kölbchens liegenden Metallteile proportional ist. $\frac{\lambda}{2} - \frac{\lambda'}{2}$ ist die Differenz zwischen gemessener und berechneter Halbwellenlänge, indem man die Kapazität des Kondensators als konstant der aus dem arithmetischen Mittel gefundenen Werte annimmt. Diese Differenz erreicht nicht die Größe von 0,5 mm.

Tabelle II.

Nr.	$a+b$	a	b	$\frac{\lambda}{2}$	K	$\pm\Delta\frac{\lambda}{2}$	$\pm\Delta K$	$\pm\Delta K$ Proz.
1	300	150	150	360	19,29	0,3 mm	0,10	0,52
2	300	75	225	330	16,88	0,3 „	0,15	0,94
3	144	72	72	360	99,10	0,3 „	0,15	0,15
4	144	36	108	330	112,38	0,3 „	0,25	0,33

Tabelle III.

Nr.	Länge des erregenden Systems	a	b	$\frac{\lambda}{2}$	K
1	323,9	168,7	155,2	453,31	38,15
	260,2	135,8	124,4	390,61	40,92
	109,1	56,05	53,05	237,11	46,66
2	299,95	158,35	141,6	324,49	4,43
		207,35	92,6	320,69	4,36
		258,26	41,68	313,52	4,01
3	299,95	150,9	149,05	393,89	27,23
		214,0	85,95	379,37	29,93
		257,67	42,28	343,79	33,61
	239,85	119,75	120,1	353,82	35,03
	190,00	94,25	95,75	320,13	42,62

Tabelle II zeigt den Einfluß der Kapazitätsgröße auf die Fehlergröße des Resultats ($a+b$ ist die Länge des erregenden Systems; a, b, $\frac{\lambda}{2}$ und K haben dieselbe Bedeutung wie in Tabelle I.) Der Fehler bei der Bestimmung der Halbwellenlänge ist auf 0,3 mm geschätzt.

Wie man aus der Tabelle II ersieht, fällt der prozentuale Fehler bei der Bestimmung von K mit der Zunahme der Kapazität des Kondensators ab. Dies gab Anlaß zur Anfertigung eines Kondensators, dessen Form aus Fig. 4 ersichtlich ist. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß die Formel (1), benutzt für die Bestimmung von K, für solche Kondensatoren keine Gültigkeit hat. Die Resultate der Untersuchungen sind in Tabelle III aufgeführt; dabei bezieht sich Nr. 1 auf die Messungen mittels Luftkondensators der Form 4; die Größe von K verändert sich bis zu 20 Proz.

Um den Einfluß der Form des Kondensators auf die Größe K zu beweisen, wurden die beiden Kondensatorplatten durch zwei Drahtspiralen er-

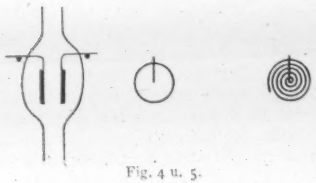


Fig. 4 u. 5.

setzt (Fig. 5), die in derselben Weise, wie die Kondensatorplatten (2) angebracht waren. Die diesbezüglichen Resultate sind mit NN 2 und 3 bezeichnet. Die Messungen von N 2 sind mit Luft, die von N 3 mit Benzol angestellt worden. Die Veränderungen von K erreichen, wie man leicht aus der Figur ersieht, beinahe 100 Proz.

Die weitergeführten Untersuchungen haben gezeigt, daß die Veränderungen von K bei Verschiebungen längs des erregenden Systems auch bei kleinen Platten des Kondensators stattfinden und abhängig sind von der Größe der dielektrischen Konstante der Flüssigkeit, mit welcher der Kondensator gefüllt ist.

Die Unmöglichkeit, die Gesetzmäßigkeit in der Veränderung von K im Zusammenhange mit genannten Ursachen festzustellen, gab Veranlassung, die absoluten Messungen der dielektrischen Konstanten von Flüssigkeiten einzustellen und sich der nachfolgenden Methode zuzuwenden.

Methode I.

Da es wünschenswert war, eine große Anzahl von Wellen in Benzol und Toluol, jede auf 1 bis 1,5 mm zu messen, so wäre es am einfachsten gewesen, die Messungen nur vom ersten Knoten aus zu machen, statt die Differenz zwischen der wirklichen Halbwellenlänge (vom ersten und zweiten Knoten gemessen) und dem ersten Intervall zu bestimmen.

Um die Länge des erregenden Systems rasch und bequem zu verändern, bestand die Brücke B aus einem vierkantigen, 2,5 mm breiten und 4,5 mm dicken Stäbchen, aus zwei Hälften, die mit einer Schraube zusammengeschraubt waren.

Als Indikator diente ein Glasröhrchen, in welches zwei Elektroden in gegenseitigem Abstande von 3—4 mm eingeschmolzen waren, bei einem Vakuum von etwa 0,4—0,5 mm. Derselbe war einige Millimeter unterhalb der Drähte, längs denen sich die Wellen verbreiten, aufgestellt; durch Verringerung oder Vergrößerung des Abstandes ließ sich die Empfindlichkeit desselben variieren. Bei einer solchen Aufstellung des Indikators erreichten die einzelnen Bestimmungen des ersten Knotens nur in besonderen Fällen Differenzen bis 1,5 mm, so daß Serien von je 20 Messungen keine größeren Unterschiede als 0,3—0,4 mm zeigten. Es machte sich bemerkbar, daß die Indikatorlampe, ohne die Drähte zu berühren, sehr gleichmäßig und ohne zu flackern leuchtete, wenn die Energie des Vibrators nur mittels eines Funkens in das erregende System gesandt wurde, indem man den anderen Funken durch Kurzschluß der zweiten Vibratorhälfte löschte.

Die Beobachtungen haben gezeigt, daß, wenn man hinter die Brücke B eine zweite ähnliche E stellt, sich der Anfang des ersten Intervalls auf eine Länge, gleich dem Abstande zwischen

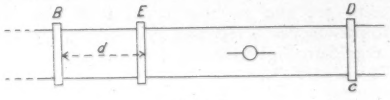


Fig. 6.

den entsprechenden Seiten der Brücken E und B verschiebt. Wenn man durch c die Ablesung bei der Brücke D, durch d den Abstand zwischen den entsprechenden Seiten der Brücken B und E bezeichnet, bekommt man, indem man d variiert, die folgenden Resultate.

Für eine Halbwellenlänge etwa 400 mm

c	757,52	754,24	752,11	749,56	747,63	744,45 mm
	744,45	744,45	744,45	744,45	744,45	
	13,07	9,79	7,66	5,11	3,18	

Jede Einstellung ist dabei mit einer anderen, am nächsten zu der Brücke liegenden, verglichen.

Auf solche Weise vergleicht man ebenfalls die entsprechenden Werte von d

d	34,0	30,8	28,5	25,5	24,0	20,85
	20,85	20,85	20,85	20,85	20,85	
	13,15	9,95	7,65	4,65	3,15	

Für eine Halbwellenlänge etwa 360 mm erhält man ähnliche Resultate

c	644,60	641,91	641,93*	638,55	635,63	629,33 mm
	629,33	629,33	629,33	629,33	629,33	
	15,27	12,58	12,60	9,22	6,30	
d	15,20	12,50	12,50	9,20	6,50	

Die mit * markierte Einstellung ist bei demselben Werte von d erhalten wie in der zweiten Spalte, nur mit dem Unterschiede, daß das ganze Intervall d mit messingenen Stäbchen, welche sich gegenseitig berührten, dicht ausgefüllt war.

Die Methode zur Erzeugung einer entsprechenden Wellenlänge bestand darin, daß für jede Lage des Kondensators mit der zu untersuchenden Flüssigkeit, welcher in dem erregenden System aufgestellt war, vier Serien Ablesungen von je 20 Beobachtungen bei verschiedenen Lagen der Brücke E in Abständen

von 20—40 mm von der Brücke B angestellt wurden. Die Ablesungen waren auf eine bestimmte Einstellung bezogen, und der entsprechende Mittelwert gefunden.

Als schwache Seite dieser Methode kann man eine verhältnismäßig große Dämpfung, welche ein Verwaschen der Dispersionsstreifen zur Folge haben kann, vermuten. Außerdem hat man nicht die völlige Gewißheit, daß der Anfangsknoten des ersten Intervalls sich von der Brücke B auf die Größe des Abstands d entfernt, da die Einstellungen desto weniger empfindlich waren, je näher sich die Brücke E zur Brücke B befindet.

Nichtsdestoweniger zeigen die beistehenden Kurven, daß der letzte Umstand als ein systematischer Fehler auftritt und keinen Einfluß auf den Verlauf der anomalen Dispersion hat. Der glatte Verlauf der Kurven zeigt, daß, wenn man Beobachtungsfehler (bei der Aufstellung des Kondensators und Ablesungen des ersten Knotens) und ebenfalls Temperaturunregelmäßigkeiten in Betracht zieht, die Abweichungen nicht außerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen liegen, woraus sich der Schluß ziehen läßt, daß in den untersuchten Intervallen im Benzol und Toluol keine Dispersionsstreifen sind oder, wenn sie existieren, durch Dämpfung verwaschen sind.

Nach dieser Methode waren Toluol für Halbwellenlängen von 260—360 mm (Tabellen und Kurven IV—VIII) und Benzol von 325 bis 352 mm (Tabellen und Kurven VII—VIII) untersucht. In den Kurven IV—VIII dienen als Ordinaten die Lagen des Kondensators im erregenden System, als Abszissen die entsprechenden Halbwellenlängen.

Die oben beschriebene Methode scheint beim Übergange von einer Welle zur naheliegenden eine Differenz von Absorption zu offenbaren, was als ein Zeichen der Anwesenheit von Streifen angesehen werden könnte. Zu diesem Zwecke

Tabelle IV.

Toluol. Länge des erregenden Systems 135,0 mm.

a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t	a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t
66,50	327,40	21,4	68,95	327,29	19,7
64,50	327,14	20,4	70,57	327,57	19,7
62,42	326,99	20,8	72,42	327,18	21,6
60,40	326,55	17,8	74,60	326,22	21,7
58,65	325,01	19,2	76,50	325,89	21,7
56,32	323,55	20,3	78,70	324,39	22 3
54,47	322,54	20,0	80,57	323,12	22,3
52,45	320,91	20,5	82,75	321,72	22,1
50,35	318,98	19,9	84,65	319,55	21,5
48,2	316,44	20,2	86,05	318,32	21,6
46,3	313,87	20,1	88,40	315,58	21,9
44,42	311,29	20,1	90,32	313,03	22,1
42,40	308,07	20,2			

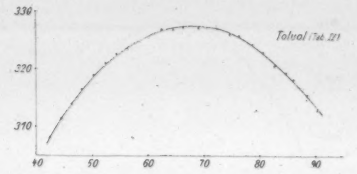


Fig. 7.

Tabelle V.

Toluol. Länge des erregenden Systems 121,0 mm.

a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t	a	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t
61,70	310,72	20,2	67,50	309,86	21,0
58,95	310,25	21,2	71,25	308,10	18,7
53,80	308,96	21,2	74,20	306,13	18,7
50,7	307,32	19,0	76,30	304,07	19,3
48,15	305,33	21,3	78,12	302,11	19,2
45,72	302,71	21,9	80,00	299,53	19,2
44,25	301,27	22,2	82,20	296,02	20,3
42,8	299,36	21,0	82,92	294,99	20,3
41,2	297,48	21,0	83,00	295,20	18,7
39,6	295,14	19,4	83,85	293,96	19,3
38,3	292,95	20,4	84,80	292,12	20,3
36,97	290,58	21,1	86,35	289,41	20,7
35,65	288,25	20,7	87,82	286,07	20,5
34,5	286,15	21,2	89,22	284,32	20,2
33,42	283,82	21,5			

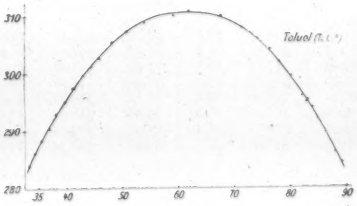


Fig. 8.

Tabelle VI.

Toluol. Länge des erregenden Systems 100,0 mm.

a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t	a	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t
49,85	284,95	21,3	74,85	259,25	19,9
52,77	284,74	21,7	46,87	284,27	20,4
55,72	283,93	21,8	43,37	282,39	20,5
58,70	282,65	20,2	41,05	281,32	20,9
61,67	279,81	20,9	39,25	279,02	21,2
63,62	277,87	21,3	37,27	276,82	20,9
65,65	275,62	20,7	34,87	273,88	20,5
67,60	272,73	21,2	33,25	271,36	20,2
69,12	270,43	21,3	31,85	268,90	21,4
70,07	267,94	20,7	30,32	266,40	20,7
71,95	265,50	20,7	28,42	262,52	21,4
72,70	263,99	20,4	27,40	260,30	21,8
73,87	261,78	19,6			

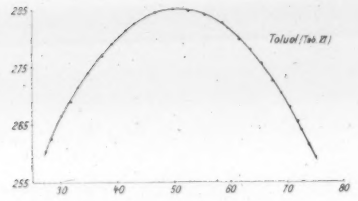


Fig. 9.

Tabelle VII.

Toluol. Länge des erregenden Systems 160,0 mm.

a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t	a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t
82,12	358,28	19,6	109,45	339,11	20,6
86,92	357,95	18,7	77,30	358,13	19,6
91,75	355,82	19,2	73,40	356,75	19,9
95,55	353,51	18,8	69,17	354,86	20,7
97,95	351,75	18,6	64,77	352,07	21,3
100,70	348,88	18,2	61,30	349,50	21,6
102,90	346,63	19,7	58,80	346,85	22,1
105,20	344,10	21,1	56,42	344,50	21,0
106,90	341,92	20,8	51,75	338,72	20,9
108,12	340,16	20,7			

Benzol.

82,15	352,37	20,7	82,20	352,46	18,5
91,85	349,89	19,1	87,30	351,04	18,5
95,55	347,82	18,8	77,30	352,40	19,2
97,90	345,85	19,0	77,30	351,06	19,2
100,5	343,09	18,5	69,12	349,73	19,3
103,00	341,20	18,6	64,90	346,93	19,3
105,30	338,70	18,4	61,45	343,98	19,3
106,75	337,11	18,7	58,90	341,34	19,3

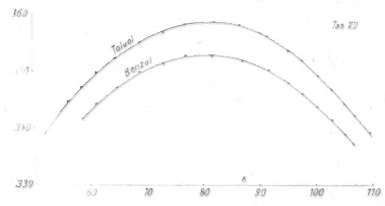


Fig. 10.

müßte man die Brücke E von der Brücke B verschieben, bis die Indikatorlampe erlöscht, wobei eine Differenz der Größe d für zwei benachbarte Halbwellenlängen als Maß der Absorption angesehen werden könnte, jedoch war keine Spur einer solchen Differenz zu bemerken.

Tabelle VIII.

Toluol. Länge des erregenden Systems 148,0 mm.

a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t	a mm	$\frac{\lambda}{2}$ mm	t
75,72	344,27	20,1	56,80	336,05	21,6
69,40	343,88	19,6	55,80	334,92	21,2
65,50	342,31	19,3	54,80	334,00	21,2
62,35	340,47	20,2	53,90	333,25	19,5
63,70	341,27	20,2	52,80	331,82	20,3
60,75	339,19	20,5	51,75	330,45	22,1
59,25	338,31	20,8	50,77	329,08	21,8
57,70	336,91	21,2			

Benzol.

75,70	338,28	21,1	57,7	331,24	20,0
69,30	337,74	19,8	56,8	330,18	20,0
65,50	336,10	20,9	55,8	329,53	18,3
62,35	334,58	21,3	54,75	328,63	18,6
63,75	335,31	22,0	53,90	327,74	18,6
60,75	333,47	21,8	52,80	326,55	19,2
59,15	332,21	21,0	51,85	325,26	19,1

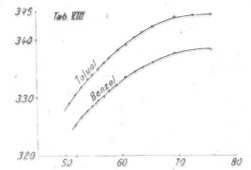


Fig. 11.

Methode II.

Um den Einfluß der Dämpfung, welche in oben beschriebener Methode eine entschiedene Bedeutung haben kann, zu eliminieren, zeigte sich die Notwendigkeit, zu der anfangs dieser Arbeit angeführten Methode zurückzukehren.

Um die Länge des erregenden Systems genau messen zu können, waren beide das System begrenzende Brücken rechteckigen Querschnitts.

Die der Wanne nächstliegende Brücke war breiter und dicker gehalten (3,0 mm zu 1,3 mm) als die andere (1,7 mm zu 0,7 mm). Der gegenseitige Abstand zwischen den parallelen Drähten war 1,5 mm.

Der Vibrator war mit dem erregenden System folgendermaßen verbunden: die Drahtenden waren durch die Wand der Wanne hindurchgelassen und innerhalb des erregenden Systems in einem Abstande von 3—4 mm von der Brücke an die parallelen Drähte gelötet. Die Energie des Vibrators wurde mittels zweier Funken übertragen, wobei die Elektroden des Indikatorlämpchens auf den Paralleldrähten auflagen.

Um die Summe der Brückenverkürzungen zu erhalten, wurde der innere Abstand der das erregende System begrenzenden Brücken von

beiden Seiten der Drähte mittels Komparators gemessen, die Halbwellenlänge aus 1, 2, 10 und 11 Knoten bestimmt und nach der Methode der kleinsten Quadrate berechnet.

Tabelle IX.

Länge des erregenden Systems	Halbwellenlänge (gemessen) $\frac{\lambda}{2}$	S	$S_{\text{Mitt.}}$	$(S_{\text{Mitt.}} - S)$
				mm
335,95	344,90	8,95		−0,34
345,07	353,83	8,76		−0,15
323,50	332,56	9,06		−0,45
334,07	342,76	8,79		−0,18
312,50	320,71	8,21		+0,40
328,05	336,37	8,32	8,61	+0,29
337,90	346,96	9,06		−0,45
334,35	342,95	8,60		+0,01
341,55	350,07	8,52		−0,09
348,30	356,71	8,41		+0,20
340,17	348,54	8,37		+0,24
333,62	342,44	8,82		−0,21
326,17	334,32	8,15		+0,46

In Tabelle IX bedeutet die erste Spalte die Länge des erregenden Systems, die zweite die dazu bemessene Halbwellenlänge, die dritte die Summe der Brückenverkürzungen, d. h. die Differenz zwischen gemessener Halbwellenlänge und der Länge des erregenden Systems, die vierte das Mittel der Summe der Brückenverkürzungen, die fünfte die Differenz zwischen der mittleren Größe dieser Summen und jeder einzelnen Größe derselben, d. h. gestattet mit Recht einen Schluß über die wirklichen Fehler bei Bestimmung der Halbwellenlängen zu ziehen. Da der Ablesefehler mittels des Komparators +0,1 mm nicht überschreitet, erreicht der oben genannte Fehler eine Größe von +0,35 mm, wie aus der Tabelle ersichtlich ist.

Die Größe des Kondensators und die Länge des erregenden Systems waren dabei derartig einander angepaßt, daß in kleinen Teilen des untersuchten Intervalls die früher erwähnte Coolidgesche Formel berechtigt erscheint, wobei es sich nötig erweist, wie Tabelle X zeigt, die Länge des erregenden Systems entsprechend zu verändern.

Tabelle X gibt die Resultate der Messungen im Benzol für Halbwellenlängen von 334,8 bis 348,9 mm und im Toluol für Halbwellenlängen von 330,5—354,1 mm. Das erregende System war durch zwei Brücken von gleicher Länge begrenzt; eine Brückenverkürzung ergibt (aus oben gegebener Tabelle) 4,3 mm, a und b sind Abstände des Kondensators von den Brücken, inklusive der Brückenverkürzungen, K ist eine nach der Formel von Coolidge berechnete Größe. Beträgt der Fehler bei Bestimmung

Tabelle X.

Benzol. Länge d. erregenden Systems 179,25 mm.

a	b	$\frac{\lambda}{2}$	K	$K_{\text{Mitt.}}$	$K_{\text{Mitt.}} - K$
93,60	94,25	348,97	61,87		+0,06
99,50	88,35	348,07	61,71		−0,10
103,90	83,95	346,93	61,78		−0,03
105,72	82,13	346,03	61,85	61,81	+0,04
107,65	80,20	345,35	61,82		+0,01
109,75	78,10	343,96	61,72		−0,09
111,80	76,05	342,65	61,72		−0,09
113,90	73,95	341,68	61,98		+0,17

Länge des erregenden Systems 173,50 mm.

91,15	90,95	342,95	62,22		−0,03
96,87	85,23	342,60	62,37		+0,12
101,17	80,93	341,16	62,37	62,25	+0,12
107,17	74,93	338,04	62,33		+0,08
109,15	72,95	336,31	62,14		−0,11
111,12	70,98	334,18	62,16		−0,09

Toluol. Länge des erregenden Systems 173,20 mm.

97,10	84,70	346,37	64,44		−0,05
101,05	80,75	345,18	64,59		+0,10
104,80	77,00	343,18	64,44		+0,05
106,40	75,40	342,57	64,57		+0,08
108,05	73,75	341,09	64,38	64,49	−0,11
109,35	72,45	340,30	64,45		−0,04
111,40	70,40	338,83	64,53		+0,04
113,00	68,80	337,49	64,56		+0,07

Länge des erregenden Systems 165,35 mm.

87,27	86,68	338,34	64,74		−0,02
93,22	80,73	337,40	64,68		−0,08
96,07	77,88	336,76	64,68		+0,12
99,17	74,78	335,07	64,69		−0,07
100,90	73,05	334,36	64,78	64,76	−0,02
103,40	70,55	332,73	64,83		+0,07
104,60	69,35	331,54	64,67		−0,09
106,12	67,83	330,53	64,78		+0,02

Länge des erregenden Systems 179,25 mm.

94,15	93,70	354,07	64,31		−0,02
100,20	87,65	353,42	64,37		+0,02
103,95	83,90	352,10	64,30		−0,05
106,05	81,80	351,22	64,31		−0,04
107,87	79,98	350,49	64,39	64,35	+0,04
109,95	77,90	349,33	64,42		+0,07
111,75	76,10	347,93	64,28		−0,07
114,30	73,55	346,21	64,39		+0,04

der Halbwellenlänge +0,4 mm, da die Temperatur nicht konstant war, so ist der Fehler der Größe k gleich +0,20. Die Tabelle zeigt, daß in den untersuchten Intervallen der Halbwellenlängen im Benzol und Toluol die Größe K nirgends die Beobachtungsfehlergrenze überschreitet, d. h. keine Spur von Dispersionsstreifen zu bemerken ist.

Methode III.

Diese negativen Ergebnisse mit den zwei

vorhergehenden Methoden gaben mir Veranlassung zur Wannemethode überzugehen.

Die Arbeiten von A. R. Colley und N. N. Obolensky[1]) enthalten Hinweise auf folgende Fehlerquellen:

1. bei Bestimmung der Halbwellenlänge in der Luft,
2. bei der Einstellung der Vorderwand der Wanne und
3. bei Bestimmung der Halbwellenlänge in einer Flüssigkeit.

Da man sehr leicht die zwei ersten Fehlerquellen beseitigen oder sie als systematische einführen kann, so bleibt nur der letzte Fehler, dessen Kenntnis das Recht gibt, zu beurteilen, ob Dispersionsstreifen am gegebenen Orte Platz haben. Den ersten Fehler, d. h. den Fehler bei der Bestimmung der Halbwellenlänge in der Luft, kann man beseitigen oder als einen systematischen in folgender Weise einführen.

Zu einer Reihe Längen (A) der erregenden Systeme (Tabelle XI) findet man die entsprechenden Halbwellenlängen $\left(\frac{A}{2}\right)$ in der Luft und nimmt jedesmal die Differenz $\frac{A}{2} - A$, was die Summe beider Brückenverkürzungen ergibt. Die Versuche waren für 40 verschiedene erregende Systeme, die den Halbwellenlängen in der Luft des untersuchten Intervalls entsprechen, gemacht, aus welchen der Mittelwert der Größen $\frac{A}{2} - A = B$, welcher mit $B_{\text{Mitt.}}$ bezeichnet ist, berechnet wurde.

Wie die Tabelle zeigt, erreicht die Differenz zwischen $B_{\text{Mitt.}}$ und dem größten oder kleinsten Werte von $B + 0{,}45$ mm, und, bringt man den mittels Komparator auf $\pm 0{,}1$ mm geschätzten Einstellungsfehler in Abzug, $+ 0{,}35$ mm — obgleich in den Arbeiten von A. R. Colley[2]) dieser Fehler $+ 0{,}25$ mm nicht übersteigt, was sich durch die verschiedenartige Fehlerabschätzung erklärt.

Die Halbwellenlängen in der Luft sind nach gleicher Weise wie in Methode II bestimmt.

In vorliegender Arbeit ist der erste Fehler dadurch beseitigt, daß bei der Bestimmung des Brechungsexponenten in einer Flüssigkeit die Halbwellenlänge in der Luft $\left(\frac{A}{2}\right)$ nicht gemessen, sondern aus der Länge von (A) des erregenden Systems, welche mittels Komparator bestimmt war, berechnet wurde unter Hinzufügung von $B_{\text{Mitt.}}$

1) Diese Zeitschr. 11, 433, 1910.
2) Diese Zeitschr. 10, 335, 1909.

Eine solche Art der Bestimmung der Halbwellenlängen hat den Vorzug, daß eine beliebige Halbwellenlänge in dem zu untersuchenden Intervall mit einer Genauigkeit von nicht weniger als $+ 0{,}1$ mm bei einem konstanten systematischen Fehler im voraus angegeben werden kann.

Den zweiten der oben angeführten Fehler kann man in folgender Weise ausschließen. Für jeden Wert der Halbwellenlänge in der Luft bestimmt man die Länge des ersten Intervalls (c), in welchem sich das Indikatorlämpchen befindet, durch Ausmessung des Abstands der hinteren Brücke bis zum ersten Knoten, welcher nach der Methode der kleinsten Quadrate, bei Bemessung der Halbwellenlänge in der Luft, festgestellt war. Alsdann wird die Differenz (D) zwischen der Länge des erregenden Systems und dem gemessenen ersten Intervall bestimmt, wobei der Brückeneinstellungsfehler $\pm 0{,}2$ mm nicht überschreitet.

Um zu kontrollieren, welchen Einfluß der Einstellungsfehler der Vorderwand der Wanne auf die Halbwellenlänge, welche relativ zu dieser bestimmt ist, hat, wurden eine Reihe von Versuchen angestellt, die folgende Ergebnisse hatten.

Gegeben war ein unveränderliches erregendes System, für welches die Halbwellenlänge gleich 340,3 mm geschätzt war. Ebenfalls gemessen wurde die Halbwellenlänge in Petroleum, die gleich 234,1 mm (230,5 mm + 3,6 mm, wo 3,6 mm die Verkürzung der hinteren Brücke im Petroleum ist) war. Der in solcher Weise gefundene Brechungsexponent ist gleich 1,454.

Bei Verschiebung der Vorderwand der Wanne um 21,5 mm nach der Seite des Vibrators ergab sich ein Abstand von der Vorderwand der Wanne zum vorigen ersten Knoten im Petroleum von 250,7 mm, d. h. das erste Intervall hat sich in der Flüssigkeit um 20,2 mm vergrößert. Bei Verschiebung der Wanne nach entgegengesetzter Seite auf 18,5 und 58,5 mm aus der anfänglichen Lage wurden Längen bis zum ersten Knoten von 211,2 mm und 175,0 mm erhalten, was einer Verkleinerung des ersten Intervalls in der Flüssigkeit um 19,3 mm und 55,5 mm entspricht. Bei Verschiebung der Wanne wurde die Halbwellenlänge aus der relativen Lage des ersten und zweiten Knotens gemessen und 234,5 mm (oben 234,1 mm) erhalten.

Die hier angeführten Ergebnisse stehen in Widerspruch mit Versuchen von A. R. Colley, welcher schreibt[1]): „. . . wurde eine experimentelle Bestimmung von $\frac{\lambda}{2}$ in Abhängigkeit von

1) Diese Zeitschr. 10, 659, 1909.

Tabelle XI.

A	$\frac{A}{2}$	$B=\frac{A}{2}-A$	C	$D=A-C$
mm	mm	mm	mm	mm
317,55	326,02	8,47	313,0	4,55
319,85	328,29	44	314,2	5,65
320,45	328,75	30	314,9	5,55
322,05	330,38	33	317,3	4,75
323,27	332,01	74	318,9	4,37
324,50	332,72	22	320,8	3,70
325,60	333,90	30	321,0	4,60
325,60	334,29	69	321,6	4,00
326,67	334,85	18	320,5	6,17
327,57	335,94	37	322,2	5,37
327,97	330,20	37	320,8	7,17
329,60	338,08	48	325,0	4,60
330,42	338,64	22	323,3	7,12
331,70	340,33	63	324,1	7,60
332,75	341,45	70	324,15	8,60
333,55	341,90	35	327,9	5,65
333,45	342,07	62	327,4	6,05
334,25	342,25	00	328,0	6,25
334,77	343,54	77	327,1	7,67
335,25	343,85	60	327,8	7,45
335,47	344,04	57	329,6	5,87
336,60	344,79	19	330,4	6,20
337,00	345,65	65	330,0	7,00
337,35	345,78	43	330,2	7,15
337,60	346,15	55	330,9	6,70
338,60	346,78	18	333,0	5,60
338,45	346,91	46	332,7	5,75
339,05	347,96	91	330,0	9,05
340,65	349,00	35	333,7	6,95
340,70	349,42	72	333 5	7,20
341,15	349,61	46	334,5	6,65
342,4	350,97	57	336,2	6,20
343,07	351,76	69	335,9	7,17
344,07	352,73	66	336,2	7,87
345,30	353,93	63	338,6	6,70
345,57	353,93	36	338,5	7,07
347,77	356,35	58	341,3	6,47
347,80	356,55	75	341,5	6,30
349,50	358 08	58	342 6	6,90
350,97	359,17	20	346.3	4,67
	$B_{\text{Mitt.}}=8{,}5$		$D_{\text{Mitt.}}=6{,}25$	

der Änderung der Lage der Flüssigkeitsgrenze vorgenommen, und es ist gefunden worden, daß die Änderung von $\frac{\lambda}{2}$ bei der Verschiebung der Flüssigkeitsgrenze um 1 mm für $\frac{\lambda}{2}=462{,}7$ mm $-0{,}058$ mm, für $\frac{\lambda}{2}=321{,}4-0{,}062$ mm ist; im Mittel also 0,06 gesetzt werden darf".

Angesichts dessen, daß diese Messungen in einer Flüssigkeit mit großem Brechungsexponenten ausgeführt waren, hingegen in meiner Arbeit alle diesbezüglichen Messungen nur in Petroleum gemacht waren, erschien es wünschenswert, die Größe des zu untersuchenden Einflusses für Wasser zu bestimmen. Dabei wurden folgende Resultate erhalten: für eine Halbwellenlänge in der Luft gleich 340,3 mm ist eine solche im Wasser aus der relativen Lage des 1., 2., 9. und 10. Knotens bestimmt worden mit 38,1 mm bei 16,2°, wobei der Abstand von der Wand bis zum ersten Knoten 36,4 mm war. Bei Vergrößerung des Abstandes der Vorderwand der Wanne vom Vibrator um 10 mm ergab sich eine Länge von derselben bis zum ersten Knoten von 28,4 mm, d. h. dieselbe hat sich um 8 mm verkürzt.

Dieses zeigt, daß innerhalb der Beobachtungsfehlergrenzen bei gegebenen Verschiebungen der Vorderwand der Wanne in der Richtung zum Vibrator die Halbwellenlänge in der Flüssigkeit, vom ersten Knoten aus gemessen, sich um die Größe der Verschiebung vergrößert; bei Verschiebung in entgegengesetzter Richtung um dieselbe Größe verkleinert.

Dieser Umstand ist auch in der Arbeit N. N. Obolenskys nicht in Betracht gezogen, indem derselbe bemerkt, daß durch die Verschiebung der mit Petroleum gefüllten Wanne um 5 mm nur ein Fehler von 1,2 Proz. entsteht, während die oben angeführten Resultate einen Fehler von 2 Proz. bestätigen und darauf hinweisen, daß die Genauigkeit bei der Bestimmung der ersten Knoten in der Luft und den Flüssigkeiten in den Arbeiten von A. R. Colley und N. N. Obolensky viel niedriger ist, als die oben genannten Forscher vermuten.

Diese Versuche zeigen ohne Zweifel, was für eine große Bedeutung bei der Beurteilung über die Anwesenheit der Dispersionsstreifen eine definierte Einstellung der Vorderwand der Wanne hat, wenn die Wellenlänge relativ aus der Lage dieser Wand gemessen worden ist.

Tabelle XI zeigt, daß die Abweichungen der Größe D von D_{Mitt} bis 2,5 mm, also nicht um 0,5 mm, wie in der Arbeit von N. N. Obolensky angegeben ist, erreichen können.

In meiner Arbeit war bei der Bestimmung des Brechungsindizes von Flüssigkeiten das Intervall (C) derartig bestimmt, daß die Größe $D_{\text{Mitt.}}$ aus der Länge des erregenden Systems subtrahiert war.

Die Vorderwand der Wanne mit der zu untersuchenden Flüssigkeit wurde am Ende dieses Intervalls mittels Schublehre aufgestellt.

Also blieb nur der zufällige Fehler bei Bestimmung der Lage der Knoten in den Flüssigkeiten übrig.

Bei der Bestimmung der Knoten in den Flüssigkeiten wurden zwei und bisweilen drei Serien je 100 Messungen ausgeführt, jede Serie wurde bei einer anderen Lage des Anfangs der Skala, welche sich über der Wanne befand, vorgenommen, wobei, um die Werte der Serien gegenseitig unabhängig voneinander zu machen, die Skala verschiebbar angebracht war.

Die Versuche zeigten einen Unterschied in den mittleren Größen der Serien in selteneren Fällen bis zu 3 mm, was einen Fehler bei Be-

stimmung der Halbwellenlängen im Benzol, Toluol und Petroleum, aus der Lage des ersten Knotens bis +1,5 mm, ergibt.

Bei allen genannten Flüssigkeiten war die Verkürzung der hinteren Brücke in der Flüssigkeit mit 3,6 mm angenommen.

In der Tabelle XII sind die Ergebnisse der Messungen im Benzol, Toluol und Petroleum aufgeführt.

Die erste Spalte gibt die Halbwellenlängen in der Luft, die zweite und dritte die Halbwellenlängen in einer Flüssigkeit (aus Serien je 100 Messungen), neben diesen in Klammern die Temperaturen; die vierte und fünfte die ent-

Tabelle XII.

Toluol.								
349,7 mm	228,6 (19,1)	227,5 (19,0)			1,5313	1,5387		1,5350
		227,6				1,5383		1,5383
349,0 „	227,4 (21,2)				1,5371			1,5371
348,7 „	288,0 (19,6)	227,6 (20,2)			1,5314	1,5345		1,5330
		227,15				1,5375		1,5375
346,0 „	225,9 (19,2)	225,6 (19,3)			1,5323	1,5354		1,5338
		225,6				1,5354		1,5354
343,6 „	222,2 (19,3)	225,6 (18,9)	224,0 (18,4)		1,5481	1,5344	1,5350	1,5392
			224,05				1,5347	1,5347
343,0 „	223,5 (19,2)	224,7 (20,7)			1,5363	1,5293		1,5328
	224,05	223,55			1,5325	1,5371		1,5348
341,3 „	222,7 (17,8)	223,1 (20,3)			1,5332	1,5323		1,5327
	222,35	222,35			1,5356	1,5375		1,5366
340,1 „	222,7 (19,9)	222,4 (21,8)			1,5294	1,5329		1,5311
	222,1	222,15			1,5335	1,5345		1,5339
338,4 „	220,1 (18,6)	220,6 (21,2)			1,5386	1,5372		1,5379
	220,55	220,55			1,5355	1,5375		1,5365
336,8 „	219,7 (21,0)	219,8 (19,8)			1,5360	1,5344		1,5352
	220,35	219,6			1,5315	1,5358		1,5337
335,2 „	219,4 (19,5)	219,3 (18,0)			1,5297	1,5293		1,5295
	218,5	219,7			1,5360	1,5265		1,5312
334,45 „	218,3 (18,7)	218,6 (19,5)			1,5334	1,5319		1,5327
	218,05	218,75			1,5351	1,5308		1,5330
333,8 „	217,7 (17,9)	218,8 (20,2)			1,5340	1,5280		1,5310
	217,95	217,65			1,5322	1,5361		1,5342
332,6 „	217,0 (22,1)	217,7 (20,3)			1,5351	1,5303		1,5327
	217,0	217,0			1,5351	1,5352		1,5351
332,2 „	217,4 (18,5)	217,3 (20,2)			1,5292	1,5306		1,5299
	217,2	216,95			1,5305	1,5336		1,5320
331,6 „	216,0 (20,4)	216,4 (20,2)			1,5378	1,5347		1,5362
	216,6	216,15			1,5335	1,5294		1,5315
330,1 „	214,4 (19,6)	216,0 (20,2)			1,5417	1,5307		1,5362
	215,15	215,7			1,5363	1,5328		1,5345
Benzol.								
335,2 „	222,1 (19,8)	223,0 (19,8)			1,5109	1,5048		1,5079
	222,4	222,35			1,5089	1,5092		1,5090
336,8 „	222,5 (18,3)	223,3 (18,3)			1,5145	1,5091		1,5118
	222,5	222,6			1,5145	1,5138		1,5141
340,1 „	226,1 (18,9)	226,0 (18,9)			1,5053	1,5060		1,5057
	224,7	225,55			1,5147	1,5030		1,5088
342,95 „	227,3 (19,1)	227,1 (19,2)			1,5101	1,5114		1,5107
	226,2	226,5			1,5174	1,5154		1,5164
346,0 „	228,9 (17,9)	228,9 (17,3)			1,5116	1,5118		1,5117
	228,1	228,5			1,5169	1,5144		1,5157
348,7 „	231,9 (18,4)	230,9 (18,8)			1,5040	1,5107		1,5074
	230,5	230,35			1,5131	1,5143		1,5137
349,7 „	234,2 (19,8)	230,9 (19,7)			1,4943	1,5155		1,5099
	232,0	232,5			1,5084	1,5051		1,5067

Tabelle XII (Fortsetzung).

Petroleum.

330,1 „	227,3 226,45 (20,7)				1,4540 1,4588			1,4540 1,4588
332,1 „	229,2 228,15 (21,2)	228,4 228,6 (18,7)			1,4503 1,4569	1,4545 1,4532		1,4524 1,4550
332,55 „	229,0 228,4 (20,6)	228,9 228,35 (18,7)			1,4532 1,4571	1,4532 1,4508		1,4532 1,4570
333,05 „	229,2 229,15 (19,7)	228,4 229,05 (18,6)			1,4539 1,4542	1,4586 1,4545		1,4562 1,4543
333,50 mm	229,0 229,3 (18,5)	229,7 228,8 (17,8)			1,4529 1,4549	1,4521 1,4578		1,4525 1,4564
333,80 „	228,7 229,1 (20,0)	229,4 228,95 (19,0)	229,8 229,2 (18,4)		1,4605 1,4560	1,4557 1,4585	1,4530 1,4568	1,4564 1,4571
334,05 „	230,2 229,5 (19,0)	230,0 229,55 (17,4)			1,4514 1,4562	1,4525 1,4553		1,4520 1,4558
334,45 „	230,2 229,35 (18,7)	229,0 229,35 (17,7)			1,4533 1,4587	1,4607 1,4584		1,4570 1,4585
335,4 „	230,2 230,15 (18,7)	230,1 230,1 (17,0)			1,4575 1,4578	1,4576 1,4576		1,4575 1,4577
336,1 „	229,9 230,35 (19,7)	231,1 230,45 (19,8)			1,4637 1,4599	1,4552 1,4592		1,4594 1,4595
337,0 „	231,9 231,5 (19,7)	230,5 230,8 (19,5)			1,4540 1,4565	1,4628 1,4609		2,4584 1,4587
337,75 „	231,9 231,3 (18,8)	232,4 231,5 (19,4)			1,4569 1,4607	1,4540 1,4596		1,4555 1,4601
338,20 „	232,3 232,15 (18,7)	232,8 231,45 (18,7)			1,4564 1,4573	1,4532 1,4617		1,4548 1,4590
332,2 „	226,9 (18,1)	228,6 (20,9)			1,4645	1,4556		1,4600
340,3 „	234,1 (17,8)							1,4536

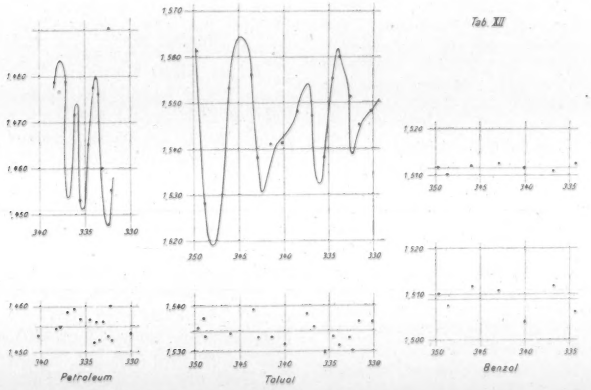


Fig. 12.

sprechenden Brechungsexponenten bei 17° C, wobei die Zahlen in jeder ersten Zeile vom ersten Knoten, in jeder zweiten vom zweiten Knoten berechnet sind; die sechste die mittleren Werte der Brechungsexponenten.

Für die Tabelle XII sind die Kurven nur aus dem ersten Knoten (mittlere) gezeichnet. In dem oberen Teile der Zeichnung sind zur Vergleichung der Kurven für dieselben Halbwellenlängen die von A. R. Colley und N. N.

Obolensky gefundenen Punkte eingeführt; unter diesen befinden sich die in meiner Arbeit gefundenen Kurven. Wie aus diesen letzteren Kurven ersichtlich ist, sind keine Anzeichen von Dispersionsstreifen vorhanden und die oben gezeigten Fehler weisen darauf hin, daß in den Arbeiten von A. R. Colley und N. N. Obolensky in demselben Intervalle Dispersionsstreifen nicht Platz haben, sondern daß die oben angeführten Kurven nur Resultate zu niedrig geschätzter Beobachtungsfehler darstellen.

Die bei meiner Arbeit erhaltenen Resultate gaben Veranlassung, die wichtigsten Ergebnisse in den Arbeiten der oben genannten Forscher zu betrachten.

Zunächst nehmen wir den Streifen, der, wie A. R. Colley anführt, für die Methylgruppe charakteristisch ist, und machen eine Reihe kleiner Berechnungen.

Der mittlere Wert des Brechungsexponenten für diesen Streifen ist gleich 4,65, was bei einer Halbwellenlänge in der Luft von 333 mm eine Halbwellenlänge im Azeton von 71,6 mm ergibt.

Unter der Annahme, daß der Knoten im Azeton mit größter Genauigkeit (bis 0,25 mm) bestimmt worden ist (obgleich in der Arbeit von A. R. Colley ein Anzeichen gegeben ist, daß bei den Messungen im Äthylalkohol, der beinahe denselben Brechungsexponenten besitzt, der Unterschied in drei Serien je 10 Messungen bisweilen 1 mm überschreitet), wobei der maximale Fehler bei Bestimmung der Halbwellenlänge in der Luft $+0{,}25$ mm lautet, und der maximale Einstellungsfehler der Wanne, wie N. N. Obolensky schreibt, nicht größer als $\pm 0{,}5$ ist, ist der maximale Wert des Brechungsexponenten $= \frac{333{,}25}{70{,}85} = 4{,}70$; der minimale $= \frac{332{,}75}{72{,}35} = 4{,}60$, wobei der sog. Methylstreifen im Azeton in diesen Grenzen liegt.

Dieses zeigt, daß bei selbst bescheidener Anrechnung der Beobachtungsfehler der Methylstreifen sich nur als Beobachtungsfehler erweist und als Dispersionsstreifen keine Existenzberechtigung hat.

Da das Existieren eines solchen Streifens sehr zweifelhaft ist, ist das Erscheinen desselben im Petroleum um so sonderbarer.

Betrachten wir diesen Streifen im Petroleum, der von N. N. Obolensky für zwei verschiedene Temperaturen gesondert gezeichnet worden ist.

Welche Bedeutung hat die Bestimmung des Brechungsexponenten und der thermischen Koeffizienten für zwei benachbarte Halbwellenlängen, die sich um eine Größe, kleiner als der Beobachtungsfehler, unterscheiden?

Es könnte der Fall sein, daß in zwei verschiedenen Zeiten die Halbwellenlänge in der Luft gleich 333,12 mm (Punkt Nr. 7 in der Arbeit von N. N. Obolensky) bestimmt wurde und da der Beobachtungsfehler mit $+0{,}25$ mm geschätzt war, so existiert die Möglichkeit, daß die Punkte NN 6 und 8 mit dem Punkte N 7 zusammenfallen, d. h. für denselben Punkt sind drei verschiedene Brechungsindizes erhalten: $1{,}4857 - 1{,}4794 - 1{,}4621$, und somit der ganze Streifen zu einem Punkte verschmilzt.

Berücksichtigt man nur die Fehler, auf welche in ihren Arbeiten A. R. Colley und N. N. Obolensky hinweisen, so kann man in einigen Gebieten Dispersionsstreifen sehen, zieht man aber die wirklich existierenden und in vorliegender Arbeit bewiesenen Fehler in Betracht, so verschwindet jede Aussicht auf Anwesenheit dieser Streifen. Nimmt man den maximalen Fehler bei Bestimmung der Halbwellenlänge in der Luft gleich $\pm 0{,}35$ mm, bei Einstellung der Vorderwand der Wanne $\pm 2{,}0$ mm, als Fehler bei Bestimmung des ersten Knotens im Benzol, Toluol und Petroleum nur $\pm 1{,}0$ mm an, und berechnet man unter diesen Bedingungen die maximalen Abweichungen des Brechungsexponenten.

Für Benzol ist der mittlere Brechungsindex 1,51. Daher ist für die Halbwellenlänge in der Luft von 302 mm die Halbwellenlänge im Benzol 200 mm.

$$\text{Maximal } n = \frac{302{,}35}{197{,}0} = 1{,}535$$

$$\text{Minimal } n = \frac{301{,}65}{203{,}0} = 1{,}486.$$

In der Arbeit von A. R. Colley:

$$1{,}534 \geq n \geq 1{,}496.$$

Für Toluol ist der mittlere Brechungsindex 1,55. Daher ist für die Halbwellenlänge in der Luft von 310 mm die Halbwellenlänge in Toluol 200 mm.

$$\text{Maximal } n = \frac{310{,}35}{197{,}0} = 1{,}575$$

$$\text{Minimal } n = \frac{309{,}65}{203{,}0} = 1{,}525.$$

In der Arbeit von A. R. Colley:

$$1{,}575 \geq n \geq 1{,}529.$$

Für Petroleum ist der mittlere Brechungsindex 1,46. Daher ist für die Halbwellenlänge in der Luft von 292 mm die Halbwellenlänge im Petroleum 200 mm.

$$\text{Maximal } n = \frac{292{,}35}{197{,}0} = 1{,}484$$

$$\text{Minimal } n = \frac{291{,}65}{203{,}0} = 1{,}437.$$

In der Arbeit von N. N. Obolensky:

$$1{,}483 \geq n \geq 1{,}443.$$

Die gefundenen Beobachtungsfehlergrenzen sprechen dafür, daß wenn man die Vorderwand der Wanne so aufstellt, wie es A. R. Colley und N. N. Obolensky getan haben, so kann man ähnliche quasi Dispersionsstreifen mit maximalen Ordinaten derselben Größe, wie bei obengenannten Forschern, erhalten. Dieser Umstand weist darauf hin, daß die Dämpfung des in meiner Arbeit benutzten Systems keinesfalls größer ist als dieselbe in den entsprechenden Arbeiten von A. R. Colley und N. N. Obolensky.

Die nach Methode III erhaltenen Resultate, welche von obengezeigten Fehlern frei sind, stimmen mit den Resultaten der Methode II überein, wo die Dämpfung gleich derselben der Methode III war, wo nur die Beobachtungsfehler aus den Bestimmungen der Halbwellenlänge in der Luft vorhanden sind.

Bei Betrachtung der Tab. XII ersieht man, daß die aus dem zweiten Knoten gemessenen Brechungsexponenten weniger Unterschiede zeigen, als dieselben aus dem ersten Knoten. In den Arbeiten obengenannter Autoren sind die Kurven für den zweiten Knoten mit kleineren Ordinaten gegeben, was der größeren Dämpfung zuzuschreiben ist. Die Erniedrigung dieser Ordinaten im Vergleiche zu den ersteren Ordinaten kann man sich einfacher erklären, indem man in Betracht zieht, daß der zweite und der dritte von obengenannten Fehlern, bezogen auf die Halbwellenlänge des zweiten Knotens, sich durch zwei dividieren läßt, alsdann sollte man die Kurven nicht so zeichnen, wie das in seiner Arbeit N. N. Obolensky getan hat, z. B. für den Punkt N 69, wo die Kurve überhaupt mit demselben nichts gemein hat.

Resultate.

1. Es gibt in dem Intervalle der Halbwellenlängen von 330 mm bis 350 mm in Benzol, Toluol und Petroleum keine Dispersionsstreifen. Die von anderen Autoren in demselben Intervalle konstatierten Streifen liegen in den Grenzen der von diesen Autoren zugelassenen Beobachtungsfehlergrenzen.

2. Zieht man den großen Einfluß des Fehlers bei Einstellung der Vorderwand der Wanne auf die Größe der Halbwellenlänge in der Flüssigkeit, welche relativ von dieser aus bestimmt wurde, in Betracht und berücksichtigt die zwei anderen Fehler bei Bestimmung der Halbwellenlänge in der Luft, ebenfalls dieselben bei der Lage der Knoten in der Flüssigkeit, so kann man behaupten, daß in den anderen Intervallen in Benzol, Toluol, Petroleum und Azeton in Arbeiten von A. R. Colley und N. N. Obolensky die übrigen Streifen gleichfalls in Beobachtungsfehlergrenzen liegen.

3. Es gibt nicht den sog. Methylstreifen, der charakteristisch für die Methylgruppe ist.

4. Was den von A. R. Colley für Äthylalkohol gefundenen Dispersionsstreifen betrifft, so ist schwer darüber zu urteilen, da die Konzentration des Äthylalkohols nach den Worten des Autors während des Versuchs sich änderte, also der Versuch mit einer veränderlichen Größe unter Zulassung oben gezeigter Fehler ausgeführt wurde.

Alle genannten Bemerkungen berühren nicht die Messungen von A. R. Colley im Wasser, welche nach einer, von der hier unter Methode III aufgeführten wesentlich verschiedenen Methode angestellt worden sind.

Vorliegende Arbeit wurde im Physikalischen Institut des Polytechnikums Kaiser Nicolaus II. zu Warschau ausgeführt.

(Eingegangen am 3. Mai 1913.)

Über mikroseismische Bodenunruhe und Oberflächenwellen.

Vorläufige Mitteilung.

Von C. Mainka.

Mikroseismische Bodenunruhe (Mi. U.). Für deren Untersuchungen wurden die veröffentlichten Beobachtungen der Stationen Pulkovo, Irkutsk, Graz, Göttingen und Straßburg benutzt. Zunächst zeigte sich, daß in Irkutsk die Amplituden sehr klein sind und im Maximum 0,5 Mikron horizontale, wahre Bodenbewegung, von der Nullage gemessen, betragen und die Periode 5 Sek. auffallend vorwiegt. Größere Bewegungen der Mi. U., aber immer noch kleinere als Straßburg, zeigen Pulkovo, Graz und Göttingen. In den Aufzeichnungen der eben genannten 4 Orte zeigt sich auch die bekannte Tatsache, daß in den Wintermonaten die Mi. U. stärker ist als in den Sommermonaten. Nach B. Gutenberg herrschen in Göttingen 5 und 6 Sek. vor. Aus den Grazer Beobachtungen erhalte ich die Perioden 5 und 7 Sek. als vorherrschend, während ich für Pulkovo die Perioden 4 und 5 Sek. als am häufigsten auftretend finde. In bezug auf das Vorkommen der einzelnen Perioden möchte ich darauf aufmerksam machen, daß, wenigstens nach den Mi.-U.-Aufzeichnungen in Irkutsk und Pulkovo die Perioden 3 und 4 Sek. hauptsächlich in den Sommermonaten (Mai, Juni, Juli, August) auftreten[1]), während die Perioden 5 und 6 Sek. und

1) Anmerkung bei der Korrektur: Vor einer Woche fand ich, daß F. Linke ähnliches für Samoa gefunden. Vgl. Arbeiten des Samoa-Observatoriums 1909, III, S. 49. 27. Mai 1913.

7—9 Sek. in den übrigen Monaten vorherrschen. Es scheint also die Häufigkeit der Mi.-U.-Perioden einen jahreszeitlichen Gang zu haben. Die Mi.-U.-Daten von Pulkovo habe ich ferner hinsichtlich ihrer Abhängigkeit vom Seegang, der ja bekanntlich nach E. Wiechert für die Stärke der Mi. U. von Einfluß ist, untersucht und, abgesehen von einigen Abweichungen, eine Parallelität gefunden. Von geringem Einfluß zeigte sich der Umstand, ob der Wind ab- oder auflandig war. Bemerken möchte ich, daß es vorteilhafter ist, mit den Beschleunigungen, anstatt mit den Amplituden der Mi. U. zu arbeiten. Der Umstand, daß Pulkovo nicht nur die horizontale, sondern auch die vertikale Komponente der Mi. U. gibt, legte es nahe, das Verhältnis $H:Z$, der horizontalen Komponente zur vertikalen eingehender zu untersuchen. Besonders angeregt wurde ich noch hierzu durch die Lektüre des Rudzkischen Buches „Physik der Erde", insbesondere des Kap. 5, § 3. Erwähnen möchte ich auch die Arbeiten von Nagaoka: „Stationary Surface Tremors" und „Strains produced by Surface Loading over a Circular Area with Applications to Seismology" in den Publications of the Earthquake Investigation Committee Nr. 22. Es ergaben sich schließlich 436 $H:Z$-Werte, wo $H = \sqrt{A^2_N + A^2_E}$ ist (A_N ist die Bodenbewegung in der N-S, A_E die in der E-W-Richtung). 23 Werte, die $\leqq 2$, wurden ausgeschlossen, die übrigen 413 ergeben im Mittel: $H:Z = 1,2$; 66 Werte, wo $H:Z < 1$ ist, ergeben 0,85 als Mittelwert. Für $H:Z = 1$ finden sich 54 Werte. Eine Abhängigkeit von der Periode oder Amplitude konnte mit Sicherheit nicht festgestellt werden. Die Richtung der Ebene, in der die Oszillationen vor sich gehen, ist vorwiegend eine ostwestliche. Es scheint somit wenigstens für Pulkovo die horizontale Halbachse der Ellipse, in welcher die Oszillationen, mit entsprechenden Oszillationsgeschwindigkeiten vor sich gehen, größer zu sein, als die vertikale. In aller Strenge kann dieses Resultat nicht als gültig anzusehen sein, da die in den Pulkovoer Veröffentlichungen, wie auch sonst üblich, Mittelwerte der Amplituden und Perioden aus einer Reihe von Einzelwellen gegeben sind. M. E. werden aber die Berechnungen der $H:Z$-Werte aus den Einzelbeobachtungen nur wenig geändert werden. Sollte vielleicht, wie oben für die Mi. U. bemerkt, die Häufigkeit der einzelnen Perioden in den Vorläuferbewegungen der Bebenregistrierungen nicht auch eine jahreszeitliche Abhängigkeit haben?

Oberflächenwellen. Das Studium der $H:Z$-Werte bei den Mi.-U.-Bewegungen führte mich zu der Untersuchung über die Größe dieses Verhältnisses bei den Oberflächenwellen. Um in jeder Weise von den manchmal m. E. mit Unrecht gefürchteten Unzuträglichkeiten der mechanisch, d. h. auf Rußpapier schreibenden Seismometer, unabhängig zu sein, habe ich wiederum die Pulkovoer Bebenveröffentlichungen benutzt. Diese beruhen auf den Aufzeichnungen eines bifilar aufgehängten Kegelpendels (Hengler-Zöllnersche Aufhängung), das nach Angaben von Galitzin für galvanometrisch-optische Registrierung eingerichtet, somit also sehr empfindlich ist. Aus den Aufzeichnungen von Januar 1912 bis 13. April 1913 konnte ich 80 Einzelbeobachtungen von Oberflächenwellen in den drei Komponenten benutzen. Die so erhaltenen 80 $H:Z$-Werte habe ich bezüglich ihrer Abhängigkeit u. a. von Herdentfernung, Azimut, Amplitudengröße und Periode untersucht, aber keinen sicheren Anhalt finden können; auch der zeitweilige Periodenunterschied in den einzelnen Koordinaten einer Welle wurde beachtet. Starke Änderungen des Barometerstandes, also vertikale Druckänderungen, und Größe der Mi. U. geben auch kein zufriedenstellendes Resultat. Es ist möglich, daß die Anzahl der Beobachtungen noch zu klein ist, auch würden gleichlaufende Untersuchungen an anderen näher und weiter gelegenen Stationen von Interesse sein. Als einfachen Mittelwert erhalte ich $H:Z = 1,1 \pm 0,3$ m. F. einer Beobachtung, ein Wert, der mit der Theorie unter Annahme eines isotropen Mediums nicht in Einklang steht.

In einer 1885 in den London Math. Soc. Proceedings **17**, 4—11 erschienenen Arbeit „On Waves propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid" zeigt Lord Rayleigh, daß längs der Grenzfläche eines elastischen Mediums sich eigentümliche Wellen, die Oberflächenwellen, fortpflanzen können. Lamb hat in „On the Propagation of Tremors" Philos. Trans. 1904 die Theorie dieser Wellen ausführlicher behandelt. Abgesehen von dem oben erwähnten Buch, kommt M. P. Rudzki in dem Bull. de l'Académie des Sciences de Cracovie Jan. 1912 in der Arbeit „Sur la propagation d'une onde elastique superficielle dans un milieu transversalement isotrope" auf diese Wellen und insbesondere auf das Achsenverhältnis $H:Z$ zu sprechen. Nach der Theorie muß im Falle der Inkompressibilität $H:Z = 0,54$ sein und für den Fall, daß $\lambda = \mu$ ist, $H:Z = 0,68$ (λ und μ sind Lamés elastische Konstanten). Bemerken möchte ich, daß ich auf die eben genannte Arbeit, ebenso wie auf die Arbeit Galitzins: „Über die Dispersion und Dämpfung der seismischen Oberflächenwellen", in der Galitzin auch auf das Verhältnis $H:Z$ kurz zu sprechen kommt, erst in letzter Zeit, als diese Untersuchung nahezu beendet, aufmerksam geworden bin. Jeden-

falls liegen die Verhältnisse bei den Erdbebenwellen komplizierter, als die Theorie sie voraussetzt.

$H:Z$-Werte, wie sie sich bei künstlichen Störungen, vor allem bei fallenden Körpern und Sprengungen ergeben, sind mir nicht bekannt. Versuche, die in dieser Richtung angestellt werden würden, wären sehr zu begrüßen.

Ferner habe ich bei dieser Gelegenheit die Lage der Oszillationsebene in bezug auf die Richtung Station (hier also Pulkovo) Epizentrum festzulegen versucht. Es zeigt sich, daß in vielen Fällen die genannte Ebene in die Nähe der erwähnten Richtung fällt, aber sehr oft auch schief und sogar senkrecht zu dieser steht.

Straßburg i. E., 12. Mai 1913.

(Eingegangen 14. Mai 1913.)

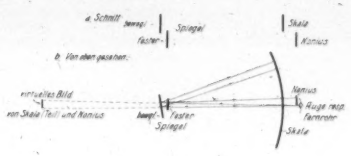
Verfeinerung bzw. Vereinfachung der Spiegelablesung.

Von J. Ludwig.

Läßt man in das Gesichtsfeld des Skalenspiegelbildes das Bild eines zur Skala passenden Nonius fallen — und zwar derart, daß jeder Teil des Skalenbildes ebensoweit vom Auge entfernt ist und auch beim Drehen des Skalenspiegels ebensoweit (praktisch) entfernt bleibt wie jeder Teil des Noniusbildes —, so kann man mit dem Noniusbild an dem Skalenbild (bei linienartiger Grenze zwischen beiden) als Nonius ablesen.

Dies wird zweckmäßig z. B. durch folgende Anordnung erzielt:

Versetzt gegen den beweglichen Spiegel ist ein zweiter, fester Spiegel (etwas geneigt) angeordnet, dessen Abstand von einem zur Skala passenden Nonius so bemessen ist, daß das in dem festen Spiegel gesehene Noniusbild ebensoweit vom Auge entfernt erscheint, wie das gleichzeitig im beweglichen Spiegel gesehene Skalenbild (Teil) und daß die Grenze zwischen beiden linienartig erscheint. Schematisch stellt sich dies wie folgt dar:



Die Vorteile dieser Methode sind:

1. Verfeinerung der Ablesung bei Beibehaltung des Fernrohres;

2. Vereinfachung, da man bei gleicher Genauigkeit wie bisher durch entsprechende Verkürzung des Skalenabstandes und der Skala ohne Fernrohr, aber mit Nonius ebenso fein ablesen kann wie bisher mit Fernrohr, aber ohne Nonius.

Die ganze Anordnung ist dann sehr kompendiös.

Darmstadt, 12. April 1913.

(Eingegangen 15. April 1913.)

BESPRECHUNGEN.

Max Planck, Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung. gr. 8. X u. 206 S. Mit 7 Abbildungen. Zweite, teilweise umgearbeitete Auflage. Leipzig, Joh. Ambrosius Barth. 1913. 7 M., geb. 7.80 M.

Kaum ein neueres Buch theoretischen Inhalts erfreut sich so großer Beliebtheit, wie Plancks Theorie der Wärmestrahlung. Dem Studierenden bietet es eine didaktisch vorzügliche Einführung in Kirchhoffs Strahlungsgesetz, Maxwellscher Strahlungsdruck, das Strahlungsgesetz von Stefan-Boltzmann und das Wiensche Verschiebungsgesetz, ferner in die Theorie des linearen Oszillators und in die Zusammenhänge der Entropie und Wahrscheinlichkeit. Auf den Forscher übt es seinen Reiz hauptsächlich durch die Erweiterung, die den Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen zum ersten Male durch die Einführung von Energieelementen gegeben wurde und die zu dem Planckschen Strahlungsgesetz geführt hat. Daher hat das Buch zu einer Fülle von Untersuchungen zahlreicher Forscher Anlaß gegeben, in welcher der Quantenbegriff benutzt und auch vielfach modifiziert wurde. Nicht zum wenigsten hat sich Planck selbst an diesen Umbildungen seiner ursprünglichen Theorie beteiligt. Die neue Auflage enthält daher wesentliche Abänderungen gegenüber der ersten. Früher ging die elektrodynamische Theorie des linearen Oszillators voran, erst nachträglich wurde die quantenhafte Verteilung der Energie eingeführt; ein gewisser logischer Mangel, auf den mehrfach hingewiesen wurde. Jetzt kommt zunächst die Behandlung der quantenhaften Energieverteilung auf die Oszillatoren, und zwar wird sie aus der Hypothese hergeleitet, daß die Elementargebiete der Wahrscheinlichkeit endliche Größe haben. Es folgt hieraus — neben bekannten wichtigen Konsequenzen für die willkürliche Konstante der Entropie — die Existenz einer Nullpunktsenergie der Oszillatoren. Um nun weiter von der Energie der Oszillatoren zur Energiedichte im Äther zu gelangen, kann nicht mehr der Weg der klassischen Elektrodynamik beibehalten werden. Dieser ist nämlich nicht mit der quantenhaften Verteilung der Energie auf die Oszillatoren im Einklang. Für die Absorption von Energie durch die Oszillatoren wird zwar die Anwendung der Maxwellschen Theorie beibehalten, für die Emission wird dagegen eine andere Annahme gemacht. Dieselbe soll nur erfolgen können, wenn die Energie des Oszillators gerade ein

Vielfaches des Energieelements ist, und zwar erfolgt sie, wenn überhaupt, vollständig. Die Wahrscheinlichkeit, daß sie erfolgt, ist umgekehrt proportional der Intensität der den Oszillator erregenden Schwingung. Auf diese Weise gelingt es dem Verfasser, wieder zu seinem Strahlungsgesetz zu kommen. Vielleicht ist bedauerlich, daß er nicht neben dem neuen interessanten Weg das alte Kapitel „Emission und Absorption elektromagnetischer Wellen durch einen linearen Oszillator" in seiner Vollständigkeit beibehalten hat. Auch wäre es sicher manchem Leser willkommen, wenn für den Oszillator einige mechanische Modelle gegeben würden. Auch der letzte Abschnitt „Irreversible Strahlungsvorgänge" enthält Abänderungen und neue Ausblicke. Einer Empfehlung des fundamentalen Werkes bedarf es nicht. Es wird in gleicher Weise, wie früher, bei Studierenden wie in den Kreisen der Fachgenossen fruchtbar wirken. M. Reinganum.

P. Duhem. Traité d'Énergétique ou de Thermodynamique générale. gr. 8. Tome I 524 Seiten mit 5 Figuren, Tome II 504 Seiten mit 2 Figuren. Paris, Librairie Gauthier-Villars. 1911. Fr. 36.—

Das Werk soll kein Lehrbuch der Thermodynamik sein. Dazu ist es viel zu allgemein gehalten; Anwendungen der Thermodynamik auf spezielle Fälle sind nur in spärlichen Beispielen angeführt. Das Ziel des Verf. ist vielmehr das ganze Gebiet der mechanischen und thermischen Energie und ihrer gegenseitigen Beziehungen mit Einschluß der Wärmeleitung und verwandter Fragen möglichst umfassend und allgemein darzustellen und die Sätze beider Gebiete aus allgemeinen Grundsätzen abzuleiten. Andere Energieformen werden nicht behandelt und demnach das Wort Energetik in wesentlich engerem Sinne gebraucht als in Deutschland üblich ist.

Bei dem bekannten erkenntnis-theoretischen Standpunkt des Verf. ist es verständlich, daß die speziellen Molekulartheorien keine Erwähnung erfahren. Daß aber auch von einer Heranziehung des Nernstschen Wärmetheorems abgesehen wurde, ist von diesem Standpunkt nicht zu rechtfertigen und im Hinblick auf die täglich zunehmende Bedeutung dieses Satzes bedauerlich.

Die als Grundsätze von Clausius und W. Thomson angeführten Postulate unterscheiden sich wesentlich von der Form, in welcher sie von diesen Forschern ausgesprochen sind, und sind nicht unmittelbar einleuchtend.

Die bekannten Vorzüge der Duhemschen Werke, die elegante logische Entwicklung und die subtile Zergliederung und Analyse der Voraussetzungen finden wir auch hier wieder. Wer über die Grundlagen, auf denen unsere Mechanik und Thermodynamik aufgebaut ist, eingehend nachdenken will, wird aus dem Werk reiche Anregung und Förderung ziehen.

V. Rothmund.

Annuaire pour l'an 1910; VI, 656 S. mit 3 Anhängen,
„ „ „ **1911**; VII, 639 S. mit 4 Anhängen,
„ „ „ **1912**; VI, 692 S. mit 2 Anhängen,
Annuaire pour l'an 1913; VI, 707 S. mit 4 Anhängen,

publiés par le Bureau des Longitudes. kl. 8. Paris, Gauthier-Villars. Preis je 1 Fr. 50 c.

Das Annuaire wird seit dem Jahre 1796 vom Bureau des Longitudes herausgegeben und hat in den letzten Jahren eine so weitgehende Vermehrung und Erweiterung seines Inhaltes erfahren, daß es nunmehr in einem zweijährigen Zyklus sämtliche wichtigeren chronologischen, astronomischen, physikalischen, chemischen, geodätischen und statistischen Tabellen enthält.

Die beiden Jahrgänge für 1912 und 1913 sind für Deutschland noch dadurch bedeutend brauchbarer geworden, daß sie alle Zeitangaben in westeuropäischer Zeit enthalten, während früher die Pariser Zeit, die gegen Greenwich eine Differenz von 9 Min. 20,9 Sek. aufweist, zugrunde gelegt war. Hierdurch werden Umrechnungen bedeutend erleichtert.

Neben den ausführlichen Tabellen für Sonne, Mond und Planeten sind in jedem Jahrgange Dauer der Dämmerungserscheinungen, Daten für Finsternisse und Sternbedeckungen, Gezeiten, und die Positionen der hellsten Sterne gegeben. Es folgen chronologische Tabellen, denen für 1912 eine Übersicht über die Entwicklung und die Einrichtungen des römischen und des Julianischen Kalenders beigefügt ist; ferner geodätische Tabellen, Erddimensionen usw.

Es wechseln dann von Jahr zu Jahr ab ausführliche Tafeln der kleinen Planeten, Mitteilungen über die Physik der Sonne und des Mondes mit solchen für barometrische Höhenmessung, Sternparallaxen und Doppelsternsysteme. Im Jahrgange 1912 findet sich ein kurzer Abriß der Seismologie, im Jahrgange 1913 sind Angaben über spektroskopische Beobachtungen enthalten.

Der übrige, größere Teil der Jahrbücher ist 1910 und in noch erweiterter Fassung 1912 der Physik und Chemie gewidmet. Besonders zu erwähnen wären hier neue magnetische Karten für Frankreich, Gasdichten (von D. Berthelot zusammengestellt), elektrische und elektrochemische Tabellen, sowie umfangreiche Mitteilungen über die Erscheinungen der Radioaktivität nach Mme. Curie. Die verschiedenen Gebiete sind durchweg von Spezialisten bearbeitet, so daß für die Sicherheit der Angaben weitgehende Garantie geboten ist.

In den Jahrgängen 1911 und 1913 sind an Stelle dieser Angaben statistische Tabellen über die Gebiets- und Bevölkerungsverteilung auf der Erde und deren Veränderungen, dann Vergleichstabellen für Maße und Münzen der verschiedensten Länder, meteorologische Zusammenstellungen usw. getreten, die eine recht vollständige Übersicht über die behandelten Gebiete gewähren.

Jedem Bande sind am Schlusse noch einige Originalaufsätze von Mitgliedern des Bureau des Longitudes beigefügt, von denen besonders zu erwähnen wären: im Jahre 1911 Anweisungen für die Beobachtung der Sonnenfinsternis vom 17. April 1912 von G. Bigourdan, denen im Jahre 1913 ein vorläufiger Bericht über die erhaltenen Resultate folgt. Dem Jahrgange 1912 ist ein Aufsatz von P. Hatt beigegeben, der einige Notizen über die von Legendre und Gauß gegebenen Auflösungen von Gleichungen nach der Methode der kleinsten Quadrate enthält; ferner Angaben von G. Bigourdan über die mittlere Verteilung der Tem-

peratur in Frankreich während der einzelnen Monate des Jahres.

Von besonderem Interesse dürfte eine Mitteilung von G. Ferrié über die Anwendung der drahtlosen Telegraphie zur Zeitübertragung sein, die im Jahrgange 1913 abgedruckt ist und eingehende Angaben über die Schaltung für Sender- und Empfängerstationen, sowie über zweckmäßige Methoden zum Vergleichen von Uhren auf drahtlosem Wege, besonders nach der Methode der Koinzidenzen, enthält. Auch die Angaben über die Zeitsignale der Station des Eiffelturmes dürften vielfach willkommen sein, da diese schon mit einfachen Mitteln in einem großen Teile des westlichen Deutschlands aufgenommen werden können. Außerdem sind die Gedächtnisreden für den Astronomen Radau und für H. Poincaré abgedruckt.

Eine Zusammenstellung aller bis dahin in den Annuaires erschienenen selbständigen Abhandlungen ist im Jahrgange 1910 beigefügt.

Bei dem sehr vielseitigen Inhalte und dem verhältnismäßig äußerst niedrigen Preise können diese Kalender namentlich Privaten und kleineren Instituten zur Anschaffung empfohlen werden, die nicht die Mittel aufwenden können, unsere großen Tafelwerke stets in neuester Auflage zu besitzen.

R. Ambronn.

K. Strecker, Hilfsbuch für die Elektrotechnik. Unter Mitwirkung namhafter Fachgenossen. Achte, umgearbeitete und vermehrte Auflage. gr. 8. XI u. 968 S. mit 800 Figuren im Text. Berlin, Julius Springer. 1912. Gebunden M. 18.—

Streckers Hilfsbuch, das bekannte für jeden Elektrotechniker unentbehrliche Nachschlagewerk, ist, der raschen Entwicklung der Elektrotechnik folgend, auch in der 8. Auflage wieder einer sehr umfassenden Umarbeitung unterzogen worden.

Aus dem I. Teil über „Allgemeine Hilfsmittel" ist vor allem die Neubearbeitung des elektrophysikalischen Teiles hervorzuheben. Angesichts des Umstandes, daß in der Elektrotechnik die alten Fernwirkungsanschauungen immer noch nicht ausgestorben sind (nicht einmal auf den Hochschulen, obwohl auch hier schon die neueren Berufungen einen erfreulichen Wandel erkennen lassen), muß die Berücksichtigung der Maxwellschen Anschauungen in einem solchen Werke mit Freuden begrüßt werden. Daß dabei von der Vektordarstellung Gebrauch gemacht wird, liegt in der Natur der Sache; für die, die mit dieser Darstellungsweise weniger vertraut sind, ist ein kurzer Abriß mit Angabe der wichtigsten Formeln aufgenommen.

In der „Meßkunde" im II. Teil sind verschiedene veraltete Methoden und Apparate weggelassen, neuere dagegen eingefügt; besonders übersichtlich sind die verschiedenen Arten der Galvanometer zusammengestellt und ausführlich beschrieben; neu ist auch der Abschnitt über Registrierapparate; dagegen wäre bei den Elektrometern das neue, recht brauchbare Wulfsche Elektrometer einzureihen.

In dem III. Teil „Elektrotechnik" sind in dem Abschnitt über Dynamomaschinen die Schnitt- und Ansichtszeichnungen der gebräuchlichsten Typen ausgeführter Maschinen und Transformatoren mit besonderer Übersichtlichkeit und Klarheit zusammengestellt. Die Abbildungen sind, in größerem Maßstabe als in den früheren Auflagen, sehr deutlich wiedergegeben; aus ihnen kann man bequem alle Einzelheiten und alle wichtigen Maßangaben entnehmen; die wichtigsten Abmessungen sind zahlenmäßig wiedergegeben. In dem Abschnitt „Galvanische Elemente" ist der alkalische Sammler von Edison neu aufgenommen, in dem Abschnitt über „Leitung und Verteilung" sind die Hochspannungsschalt- und Sicherungsapparate hinzugekommen; bei der „Elektrischen Beleuchtung" sind die neueren Beleuchtungskörper berücksichtigt. Eine umfangreiche, vollständige Neugestaltung hat der Abschnitt über „Elektrische Kraftübertragung" erfahren. Umgearbeitet wurden u. a. auch die Abschnitte über „Telegraphie und Fernprechwesen" und über „Drahtlose Telegraphie", in denen die wesentlichen Neuerungen auf diesen Gebieten mitgeteilt sind.

Im Anhange sind einige neuere Verordnungen und Bestimmungen abgedruckt, die Normalien des Verbandes Deutscher Elektrotechniker dagegen weggelassen. Nachdem bereits im I. Teil schon ein Abschnitt über Elektrizitätsleitung durch Gase eingereiht ist, dürfte es sich gewiß als nützlich erweisen, in der folgenden Auflage im III. Teil einen kleinen Abriß über die erfolgreich fortschreitende Röntgentechnik noch aufzunehmen.

In allen Abschnitten ist eine ausführliche Literaturangabe zu finden, wodurch das Hilfsbuch besonders wertvoll geworden ist. Auch muß anerkannt werden, daß es gelungen ist, trotz der Fülle des Materials Übersichtlichkeit und eine handliche Form des Buches zu wahren. Auf die Ausstattung des Werkes ist viel Sorgfalt verwendet worden.

Alfred Wertheimer.

A. C. Clairaut, Theorie der Erdgestalt nach Gesetzen der Hydrostatik. Herausgegeben von Ph. E. B. Jourdain u. A. v. Oettingen. (Ostwalds Klassiker Nr. 189.) 8. 162 S. Leipzig, Wilhelm Engelmann. 1913. Geb. M. 4.60.

Erst verhältnismäßig spät ist die berühmte Schrift Clairauts in der Engelmannschen Sammlung erschienen. Sie ist im wahrsten Sinne klassisch, enthält sie doch die wichtigsten Grundlagen für die Theorie der Figur rotierender Flüssigkeiten: Die Erkenntnis, daß eine fundamentale Bedingung des Gleichgewichts darin besteht, daß die wirkenden Kräfte ein Potential haben müssen; ferner jenen schönen Satz für den Zusammenhang zwischen der Intensität der Schwerkraft und der geometrischen Abplattung für einen inhomogenen sphäroidischen Himmelskörper, der noch heute Clairauts Namen trägt.

Die Übersetzung des Werkes ist vorzüglich; es ist, wie üblich, durch einen Abriß der Lebensumstände und der wissenschaftlichen Tätigkeit des Verfassers und durch erläuternde Bemerkungen historischen und kritischen Charakters ergänzt, die den Herausgebern durch eine umfassende Arbeit Todhunters erleichtert worden sind.

Die Ausstattung ist die aus den früheren Heften bekannte.

A. v. Brunn.

Berichtigungen.

Berichtigung zur Note „Schwingungszahl der Röntgenstrahlen und Quantenhypothese" von Győző Zemplén auf Seite 423—424 dieses Jahrganges:

S. 424, Sp. 1, Z. 13 v. o. statt: „von der Spannung unabhängig ist" zu lesen: „mit der Spannung proportional ist".

In der vorigen Nummer dieser Zeitschrift müssen in der Arbeit „Ewald, Zur Theorie der Interferenzen der Röntgenstrahlen in Kristallen" in den Formeln (8), (9) und (19) die Buchstaben x, y, z, resp. $z + c$ in den Exponenten von e gerückt werden.

Auf Seite 1042, Bd. **13**, 1912 dieser Zeitschrift muß es in der Arbeit F. Krüger, Ozonbildung durch Lenardstrahlen in der Tabelle Kolumne drei „Sättigungsstromstärke in Ampere" heißen unter „in V_2" $8{,}3 \cdot 10^{-6}$ statt $8{,}3 \cdot 10^{-7}$ usw. und ebenso unter „in N_2" $68 \cdot 10^{-6}$ statt $68 \cdot 10^{-7}$ usw.

Personalien.

Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: Dr. Hans Liebermann an der Technischen Hochschule Berlin für organische Chemie, Dr. P. Ruggli an der Universität Straßburg für Chemie.

Ernannt: Lecturer für physikalische Chemie an der Universität Manchester Dr. Arthur Lapworth zum ord. Professor der Chemie an derselben Universität, der Privatdozent an der Universität Münster Dr. Wilhelm Matthies zum a. o. Professor der theoretischen Physik an der Universität Basel, der Assistant Professor an Queens University in Kingston Dr. Leo F. Guttmann zum Associate Professor of Chemical Engineering an derselben Hochschule.

Berufen: Der ord. Professor der Chemie an der Universität Greifswald Geh. Regierungsrat Dr. Karl v. Auwers in gleicher Eigenschaft an die Universität Marburg, der a. o. Professor für Chemie an der Universität Königsberg Dr. Alfred Benrath zum Abteilungsvorsteher am Chemischen Institut der Universität Bonn.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor der medizinischen Chemie an der Universität Wien Hofrat Dr. Ernst Ludwig (der zu seinem Nachfolger vorgeschlagene Professor der Physiologie an der Universität Halle Dr. Emil Abderhalden hat die Berufung angenommen).

Verliehen: Dem ord. Professor der anorganischen und analytischen Chemie an der Bergakademie Freiberg Dr. O. Brunck der Titel Oberbergrat, dem Dozenten für Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Breslau Dr.-Ing. Karl Euler der Titel Professor.

Gestorben: Der Privatdozent für Physik an der Technischen Hochschule Berlin Professor Dr. Theodor Groß, der frühere ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an der Universität Pavia Dr. Egidio Pollacci (am 23. Mai).

Angebote.

Gesucht ein promovierter Physiker oder Dr.-Ing. als

Wissenschaftlicher Hilfsarbeiter

für wissenschaftlich-technisches Staatsinstitut. Vertrautsein mit metallographischer Arbeit erwünscht. Anstellung gegen Privatdienstvertrag. Anfangsgehalt 3000 M.

Bewerber wollen Lebenslauf und Zeugnisse nur in Abschrift einsenden unter **S. H. 400** an den Verlag dieser Zeitschrift.

Wir suchen

jüngere Ingenieure od. Physiker

mit abgeschlossenen Universitäts- oder Hochschulstudien, die Interesse an

elektrischen Meßinstrumenten

haben und sich in dieses Gebiet gründlich einarbeiten wollen. Angebote mit Angabe des Bildungsganges, der bisherigen Tätigkeit und der Gehaltsansprüche an

Siemens & Halske A.-G. Wernerwerk
Meßinstrumenten-Abtlg. Berlin-Nonnendamm.

Gesucht zur

theoretischen u. experimentellen Bearbeitung beleuchtungstechnischer Fragen

tüchtiger, energischer, rasch arbeitender **Ingenieur** oder **Physiker.** Eintritt möglichst sofort. Angebote mit Lebenslauf und Angabe der Gehaltsansprüche erbeten an

Siemens-Schuckertwerke G. m. b. H.
Personalabteilung
Berlin S.W. 11, Askanischer Platz 3.

Gesuche.

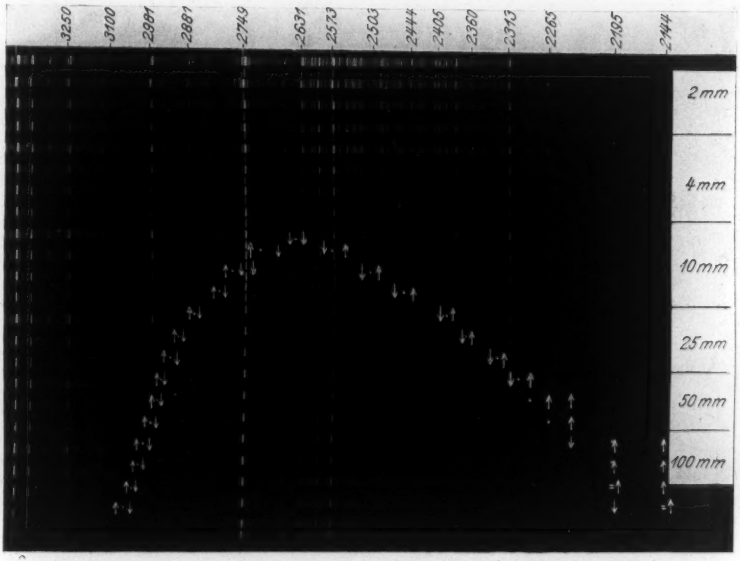
Promovierter Physiker,

der auch in der **Technik** gut bewandert ist, **sucht** Assistentenstelle an einem wissenschaftlichen Institut oder angemessenen Posten in einem technischen Laboratorium einer größeren Fabrik. Angebote unter **K. K. 83** befördert der Verlag.

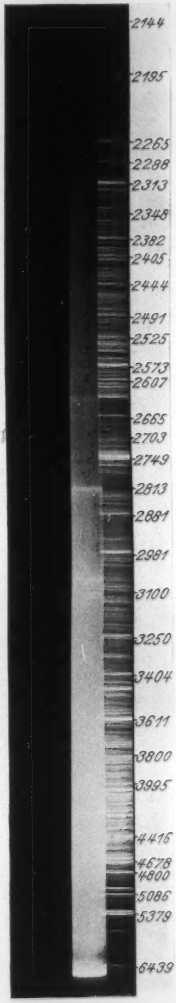
Promovierter Physiker

sucht Stellung als Instituts-Assistent oder in der Industrie. Angebote unter **W. 87** an die Expedition dieser Zeitschrift.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



V. Henri, Methode der quantitativen Messung der Absorption im Ultravioletten. Verlag von S. Hirzel in Leipzig.



V. Henri, Eine einfache Methode zur Erhaltung eines kontinuierlichen Spektrums im Ultravioletten.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

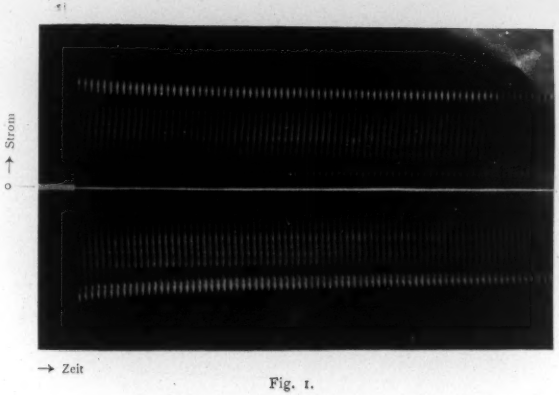


Fig. 1.

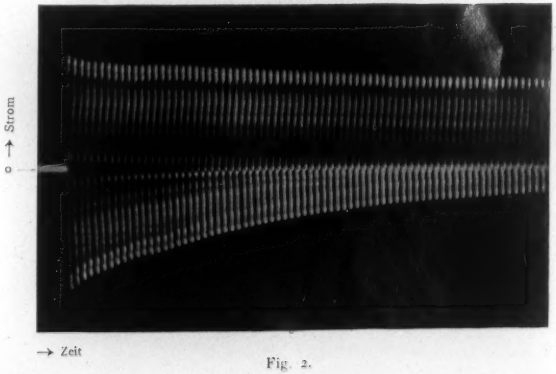


Fig. 2.

Fig. 4.

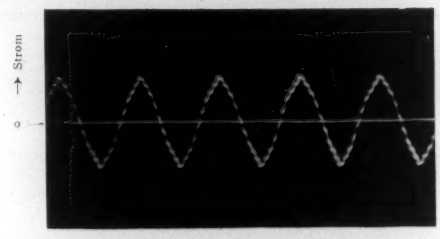


Fig. 5.

Fig. 6.

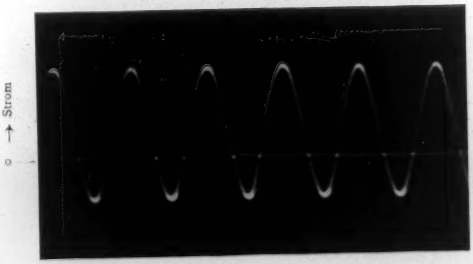


Fig. 10.

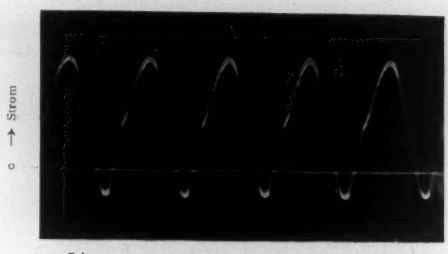


Fig. 11.

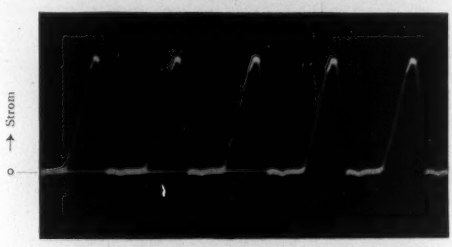


Fig. 12.

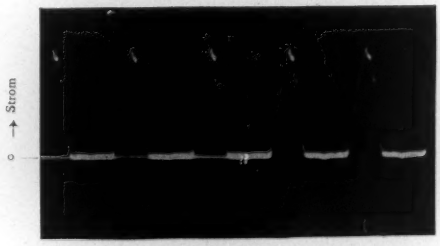


Fig. 13.

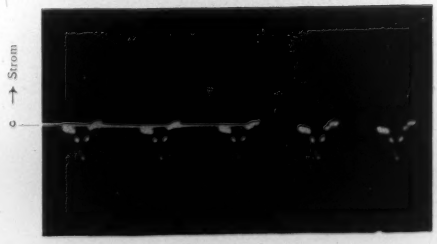


Fig. 14.